F1915

L 031998

ANALELE UNIVERSITĂȚII BUCUREȘTI

SERIA

ȘTIINȚELE NATURII

FIZICĂ

ANUL XIV—1965

ANALELE UNIVERSITĂȚII BUCUREȘTI

ORSZÁGOS MŰSZAKI KÖNY
DOKUMENTÁCIÓS

SERIA
ȘTIINȚELE NATURII
FIZICĂ

ANUL XIV – 1965

SERIA ȘTIINȚELE NATURII

COLEGIUL DE REDACȚIE

Redactor responsabil: Acad. prof. *M. Filipescu.*
Membri: Acad. prof. *H. Hulubei;* acad. prof. *M. Nicolescu;* prof. *P. Spacu,* membru corespondent al Academiei Republicii Socialiste România; prof. dr. docent în științe *N. Botnaruc.*
Secretari: conf. dr. *Gh. Ciucu*; conf. dr. *D. Negoiu.*

FIZICĂ

COMITETUL DE REDACȚIE

Redactor responsabil: Acad. prof. *H. Hulubei.*
Membri: Acad. prof. *Th. V. Ionescu*; acad. prof. *S. Țițeica*; prof. dr. docent în științe *G. G. Brătescu*; prof. dr. docent în științe *V. Novacu*; conf. dr. *M. Gavrilă.*
Secretar: Lector *A. Berinde*

REDACȚIA
UNIVERSITATEA BUCUREȘTI
B-dul Gh. Gheorghiu-Dej nr. 64
Telefon: 16.01.87/int. 9

SUMAR

Pag.

I. BUNGET, M. RUSU, M. ANDREESCU şi C. NISTOR : Efectul Mössbauer în cîteva ferite de cupru mangan................ 9
I. IOVA : Comportarea intensităţii unor linii spectrale ale atomilor de mercur în funcţie de presiunea gazelor inerte din amestec 15
A. NICOLAU, A. MARINESCU, I. LICEA şi I. SECĂREANU : Asupra tensiunii termoelectromotoare anomale în Ge............ 19
MIHAIL B. PASCU : Contribuţii la studiul comportării termogenetice a unor sulfuri din seria piritelor.......................... 23
S. MUSCALU : Calculul împrăştierii elastice a neutronilor de 14 MeV de deuteriu 27
C. M. TEODORESCU : Aproximaţia adiabatică aplicată reacţiei de dublu stripping.. 37
I. C. PETREA : Parametrii şi forţe intermoleculare în medii lichide ultrasonate. (Metoda celulară mixtă).................... 45
L. TITRATU-MOLDOVAN : Studiul spectrelor de absorbţie în infraroşu ale unor amestecuri de ciclohexanonă................. 53
G. PETRESCU şi S. LASCU : Consideraţii asupra evaluării energiei cutremurelor adînci din Vrancea 63

STUDII

MARIANA GAVRILAŞ : Dezintegrarea dipionică a mezonului K_2^0 şi problemele legate de respectarea invariaţiei CP.......... 71

NOTE DE LABORATOR

L. MÜLLER şi A. NICA : Creşterea unor monocristale de Se hexagonal prin sublimare lentă 93
MIHAIL B. PASCU : O nouă metodă pentru determinarea susceptibilităţii magnetice 97

СОДЕРЖАНИЕ

И. БУНДЖЕТ, М. РУСУ, М. АНДРЕЕСКУ и К. НИСТОР: Эффект Мессбауера в нескольких ферритах купромарганца 13

И. ЙОВА: Поведение интенсивности спектральных линий атомов H_g в зависимости от давления инертных газов 18

А. НИКОЛАУ, А. МАРИНЕСКУ, И. ЛИЧЯ и И. СЕКЭРЯНУ: Об аномальном электродвигательном тепловом напряжении в «ge» 22

МИХАИЛ Б. ПАСКУ: Об исследовании термомагнитного поведения некоторых сульфидов из серии пиритов 26

С. МУСКАЛУ: Расчёт упругого рассеяния нейтронов с энергией 14 мэв. на дейтероне 36

К. М. ТЕОДОРЕСКУ: Адиабатическое приближение в применении к реакции двойного срыва (стриппинг) 42

И. К. ПЕТРЯ: Параметры и междумолекулярные силы в жидкой среде ультразвука (смешанный клеточный метод) 51

Л. ТИТРАТУ - МОЛДОВАН: Изучение инфракрасных спектров поглощения некоторых смесей циклогексанона 61

Г. ПЕТРЕСКУ и С. ЛАСКУ: Об оценке энергии глубоких землетрясений области Вранча 70

ИЗУЕНИЯ

МАРИАНА ГАВРИЛАШ: Распад в двух пионах мезона K_2^0 и вопросы связанные с подчинением к инвариантности CP 91

ЛАБОРАТОРНЫЕ ЭАМЕТКИ

Л. МЮЛЛЕР и А. НИКА: Рост некоторых монокристаллов гексагонального селена, путём медленной сублимации 95

МИХАИЛ Б. ПАСКУ: Новый метод определения магнитной восприимчивости 105

SOMMAIRE

Page

I. BUNGET, M. RUSU, M. ANDREESCU şi C. NISTOR: Mössbauer effect in several ferrits of the copper manganese.......... 13
IANCU IOVA: Le comportement d'intensité des raies spectrales des atoms de Hg en fonction de la pression des gaz inertes...... 18
A. NICOLAU, A. MARINESCU, I. LICEA şi I. SECĂREANU: De la tension termoelectromotrice anomale „Ge“ 22
MIHAIL B. PASCU: Contribution à l'étude du comportement thermomagnètique de certaines sulfures de la série des pyrites...... 26
S. MUSCALU: La calcule de la diffusion élastique des neutrons de 14 MeV sur le Deuterium 36
C. M. TEODORESCU: The adiabatic approximation applied to the reaction of double stripping 43
I. C. PETREA: Paramétres et forces intérmoleculaires dans les milieux liquides ultrason (Méthode cellulaire mixte)............ 51
LIDIA TITRATU-MOLDOVAN: L'étude des spectres d'absorption en infrarouge de certaines de cyclohexanone................ 62
G. PETRESCU şi ST. LASCU: On the Energy Evaluation For The Deep Vrancea Earthquakes 70

ÉTUDES

MARIANA GAVRILAŞ: The two-pions desintegration of the K_2^0 meson and the problems involved by the observance of the CP invarriants... 91

NOTES DE LABORATOR

L. MÜLLER şi A. NICA: Accroissement de certains monocristaux de Se hexagonal par sublimation lente........................ 96
MIHAIL B. PASCU: Une nouvelle méthode pour la determination de la susceptibilité magnétique 105

EFECTUL MÖSSBAUER ÎN CÎTEVA FERITE DE CUPRU-MANGAN

I. BUNGET, M. RUSU, M. ANDREESCU, C. NISTOR

Introducere

Una din numeroasele aplicaţii ale efectului Mössbauer o constituie studiul influenţei pe care o are asupra nucleelor ordonarea magnetică în cristale. Feritele, în particular, au fost obiectul unei intense cercetări pe această cale, obţinîndu-se o serie de succese ca de pildă punerea în evidenţă a subreţelelor magnetice prevăzute de Néel [1], variaţia magnetizării cu temperatura, identificarea ionilor de Fe^{2+} şi Fe^{3+}, găsirea sensului cîmpului intern pe subreţelele magnetice.

Feritele din sistemul $Cu_xMn_{1-x}Fe_2O_4$ prezintă cîteva aspecte interesante în domeniul proprietăţilor electrice legate de distribuţia de cationi, de migrarea unei fracţiuni din ionii de Cu între poziţiile tetraedrice şi octaedrice precum şi de îngheţarea stării de Cu^+ prin călirea probelor de la temperaturi mai mari de 1000°C [2].

Aceste particularităţi au suscitat interesul pentru studiul efectului Mössbauer în cîteva ferite din acest sistem. Măsurătorile au fost făcute cu ajutorul unei instalaţii automate [3].

Pregătirea sursei şi a absorbanţilor

A fost folosită o sursă de Co^{57} de 200 μC, obţinută prin depunerea electrolitică pe un suport de cupru (ce servea şi de catod) cu o grosime de 10 μ. Pentru depunerea electrolitică a fost utilizată o soluţie de $CoCl_2$ diluat în $(NH_4)_2SO_4$, folosit ca soluţie tampon. Electroliza a avut loc într-o picătură (folosindu-se un anod de platin). Sursa astfel obţinută a fost supusă unui tratament termic avînd drept scop reducerea oxidului de cobalt format şi difuzarea cobaltului în reţeaua cuprului. Tratamentul termic a fost efectuat la 800°C într-o instalaţie de î.f. În primele 20 de minute încălzirea s-a făcut în hidrogen, iar în următoarele 2 ore în heliu (ambele la presiunea de o atmosferă).

Pentru prepararea absorbanţilor au fost folosite pastile din ferite policristaline obţinute prin tehnica ceramică obişnuită din amestecul de oxizi luat în proporțiile indicate de formula structurală * [4]. Pastilele de ferit pentru compozițiile $Cu_xMn_{1-x}Fe_2O_4$ (x = 0,2; 0,6; 0,9; 1) au fost mojarate obținîndu-se o pulbere fină. Absorbanții au fost confecționați prin depunerea unui strat de pulbere de 30 mg/cm pe o foiță de aluminiu de 5 μ folosindu-se ca liant o soluție de BF. — 2 cu alcool. Grosimea absorbanților a fost astfel aleasă încît timpul de trasare a unui spectru Mössbauer să fie minim. Pentru găsirea acestei grosimi optime s-a plecat de la următoarele considerente (a): mărimea efectului este proporțională cu grosimea absorbantului (feritele respective conțin Fe cu compoziția izotopică naturală, Fe^{57} — 2,17%, astfel că în acest domeniu de grosimi absorbanții rămîn subțiri pentru absorbția rezonantă); (b) intensitatea cuantelor γ de 14,4 KeV scade exponențial cu grosimea absorbantului; (c) raportul între intensitatea cuantelor γ de 14,4 KeV și intensitatea fondului provocat de efectul Compton al cuantelor de 123 KeV și 137 KeV în cristal scade o dată cu creșterea grosimii absorbantului.

Pentru a evita necesitatea efectuării asupra pozițiilor rezonanțelor determinate experimental, a unor corecții impuse de schimbarea geometriei sursei și absorbantului [5], aceeași geometrie a fost menținută pentru toate experiențele. Dispersia totală a vitezei datorită instalației și geometriei a fost apreciată la ± 3%.

Rezulatte experimentale

Efectul Mössbauer permite evaluarea unor parametri cum sînt cîmpul magnetic intern, deplasarea cuadrupolară electrică și deplasarea chimică. Cîmpul magnetic la nucleu se calculează din mărimea despicării Zeeman a nivelelor nucleare, datorită ordonării magnetice. Pozițiile reciproce ale maximelor de absorbție din spectrul Mössbauer sînt condiționate de valorile deplasărilor cuadrupolară și chimică, care pot fi astfel deduse din analiza spectrului (fig. 1).

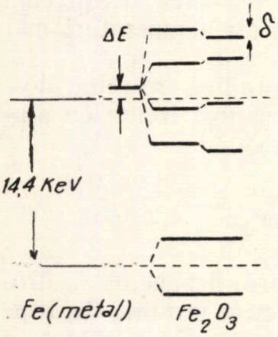

Fig. 1. — Structura de nivele pentru Fe metalic și Fe_2O_3

Pentru atenuarea efectelor unor eventuale instalații ale aparaturii asupra rezultatelor, măsurătorile propriu zise pe ferite au fost alternate cu măsurători de etalonare pe absorbant de Fe_2O_3 (pentru care au fost folosite rezulatele lui Kistner și Sunyar [6]). Pentru exemplificare prezentăm în fig. 2 spectrul ridicat pe $CuFe_2O_4$ în comparație cu spectrul ridicat pe Fe_2O_3.

Asupra rezultatelor parțiale s-a efectuat o medie ponderată pentru fiecare maxim de absorbție, folosindu-se drept pondere produsul $N\varepsilon_1^2$, unde N este numărul de impulsuri din regiunea spectrului Mössbauer situată în afara rezonanței, iar ε_1 este mărimea efectului.

Rezultatele finale ale calculelor sînt sintetizate în tabela I.

---

* Feritele policristaline au fost preparate în laboratorul de magnetism al institutului de Fizică București.

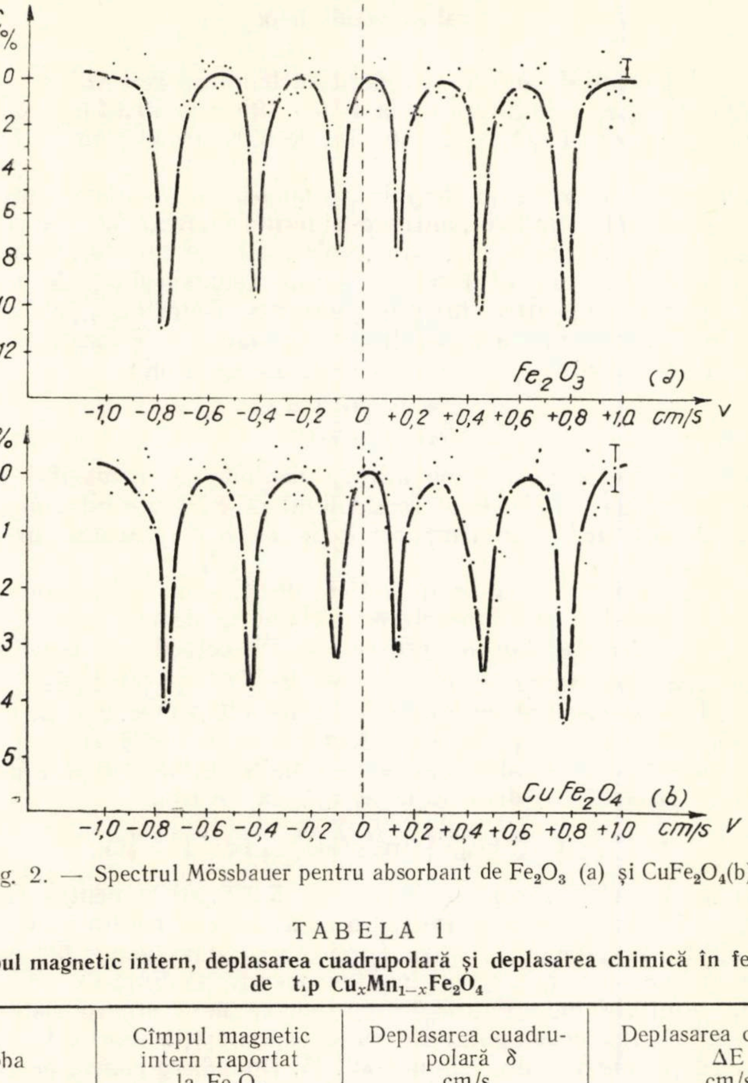

Fig. 2. — Spectrul Mössbauer pentru absorbant de Fe_2O_3 (a) și $CuFe_2O_4$(b)

TABELA 1

Cîmpul magnetic intern, deplasarea cuadrupolară și deplasarea chimică în ferite de tip $Cu_xMn_{1-x}Fe_2O_4$

Proba	Cîmpul magnetic intern raportat la Fe_2O_2	Deplasarea cuadrupolară δ cm/s	Deplasarea chimică ΔE cm/s
Fe_2O_3	1,547 ± 0,022 *)	+ 0,012 ± 0,003	+ 0,047 ± 0,003
$CuFe_2O_4$	0,9116 ± 0,0094	— 0,0035 ± 0,0018	+ 0,0159 ± 0,0018
$Cu_{0,9}$ $Mn_{0,1}$ Fe_2O_4	0,9762 ± 0,0298	— 0,0064 ± 0,0045	+ 0,0214 ± 0,0037
$Cu_{0,6}$ $Mn_{0,4}$ Fe_2O_4	0,9252 ± 0,0089	+ 0,0003 ± 0,0023	+ 0,0129 ± 0,0014
$Cu_{0,2}$ $Mn_{0,8}$ Fe_2O_4	0,8540 ± 0,0126	— 0,0062 ± 0,0013	+ 0,0159 ± 0,0013

*) Față de proba de fier feromagnetic [6] [H_{Fe} = (3,33 ± 0,10)10^5 Oe]

Analiza rezultatelor

Principalul rezultat obţinut îl constituie tendinţa generală de creştere a valorii cîmpului magnetic intern de la $4,39 \cdot 10^5$Oe pentru $Cu_{0,2}$ $Mn_{0,8}$ Fe_2O_4 la $4,7.10^5O_e$ pentru $CuFe_2O_4$ cu un maxim de $5,02.10^5$Oe pentru $Cu_{0,9}$ $Mn_{0,1}$ Fe_2O_4.

Pentru a explica existenţa cîmpului la nucleu în substanţe care prezintă ordonare magnetică (de tip fero-, antifero- şi ferimagnetică), Watson şi Freeman [7] au luat în considerare aşa numita ,,polarizaţie de spin" a electronilor 1s, polarizaţie care apare sub acţiunea electronilor neîmperechiaţi de pe păturile incomplete (pătura 3d pentru ionii din grupa Fe). Datorită, ,,polarizării spinului" apare o diferenţă între densităţile de sarcină ale electronilor 1s în dreptul nucleului, pentru cele două orientări ale spinului:

$$|\psi^{\uparrow}_{1s}|^2 \neq |\psi^{\downarrow}_{1s}|^2$$

Diferenţa între aceste două probabilităţi depinde de momentul magnetic al ionilor paramagnetici. În felul acesta ionii de Fe^{3+} prezintă un cîmp H_{ef} la nucleul de $5,15.10^5$Oe în timp ce ionii de Fe^{2+} prezintă un cîmp de $4,5.10^5$Oe [8].

Valorile cîmpului la nucleu în feritele de Cu-Mn prezentate mai sus se pot explica parţial ţinînd seamă de distribuţia de cationi a feritului de mangan şi de preferinţa cuprului pentru poziţiile octaedrice. Astfel pe feritul de mangan (cu distribuţia cationilor [9] $Mn^{2+}_{0,8}$ $Fe^{3+}_{0,2}$ $[Mn^{3+}_{0,2}Fe^{2+}_{0,2}Fe^{3+}_{1,6}]$ O_4) Tanaka ş.a. [10] au măsurat un cîmp efectiv de $4,25.10^5$Oe. Feritul $Cu_{0,2}Mn_{0,8}$ Fe_2O_4 prezintă o valoare a cîmpului efectiv de $4,39.10^5$Oe, ceea ce arată, că o cantitate de Fe^{2+} aproximativ egală cu cea din feritul de Mn este menţinută, astfel că este probabilă o distribuţie de cationi de tipul

$$Mn^{2+}_{0,8-x}\ Cu^{2+}_{x}\ Fe^{3+}_{0,2}\ [Mn^{3+}_{0,2}\ Cu^{2+}_{0,2-x}\ Fe^{2+}_{x}\ Fe^{3+}_{1,6}]O_4.$$

Valoarea ridicată a cîmpului intern, de $5,026.10^5$Oe pentru $Cu_{0,9}$ $Mn_{0,1}$ Fe_2O_4 indică absenţa Fe^{2+}. Se observă în continuare o tendinţă de scădere a cîmpului efectiv la $CuFe_2O_4$. Analiza chimică a acestui compus [2], care arată prezenţa unui procentaj de 2%Fe^{2+} justifică această tendinţă de scădere.

Aceste rezultate îndreptăţesc întreprinderea unui studiu sistematic al corelaţiei între valorile cîmpului intern şi concentraţia ionilor Fe^{2+}.

În încheiere ţinem să mulţumim conf. M. Rosenberg pentru posibilităţile obţinerii probelor, precum şi tov. Proţop C. şi Grosescu R. pentru ajutorul dat la efectuarea măsurătorilor.

BIBLIOGRAFIE

[1] L. Néel: Ann. de Phys. *3*,137, (1948).
[2] M. Rosenberg, P. Nicolau, I. Bunget: (va fi publicată în Phys. Status Solidi).
[3] M. Andreescu A. Gelberg, C. Nistor M. Rusu,: Rev. Roumaine Phys. *10*, 283 (1965).
[4] * * * Ferritî. (traducere din l. japoneză) Ed. Mir. Moskva 1964.

[5] C. Nistor: Rev. Roumaine Phys. *9*, 793, (1964).
[6] O. C. Kistner, A. W. Sunyar: Phys. Rev. Lett. *4*, 412, (1960).
[7] R. E. Watson, A. J. Freeman: Phys. Rev. *120*, 1125, (1960).
[8] R. Bauminger, S. G. Cohen, A. Marinov, S. Ofer: Phys. Rev. *122*, 743, (1961).
[9] J. M. Hastings, L. M. Cerliss: Phys. Rev. *104*, 328, (1956).
[10] M. Tanaka, T. Mizoguchi, Y. Aiyama: J. Phys. Soc. Japan *18*, 1081, (1963).

ЭФФЕКТ МЕССБАУЕРА В НЕСКОЛЬКИХ ФЕРРИТАХ КУПРОМАРГАНЦА

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

Исследуется магнитное и квадрупольное расщепление уровня 14,4 KeV Fe^{57} в ферритах системы $Cu_xMn_{1-x}Fe_2O_4$ при комнатной температуре для различных значений ($x = 0{,}2$; 0,6; 0,9; 1). Отмечается общая тенденция роста интенсивности внутреннего магнитного поля с ростом концентрации Cu от $4{,}39.10^5$ Oe до $5{,}02.\ 10^5$ Oe; эту вариацию пытаются объяснить изменением концентрации ионов Fe^{2+}.

MOSSBAUER EFFECT IN SEVERAL FERRITS OF THE COPPER MANGANESE

ABSTRACT

The magnetic and quadrupolar splitting of the 14,4 KeV level of Fe^{57} in ferrites of the $Cu_x\,Mn_{1-x}\,Fe_2O_4$ system, at room temperatures, for values of $x = 0{,}2; 0{,}6; 0{,}9; 1$ · are studied. A general growth tendence of the magnetic field strenghth, from 4,39 10^5Oe to 5,02 10^5Oe with the increase of the concentration is observed. The author attempts an explanation of this variation in function of the Fe^{2+} ions concentration.

COMPORTAREA INTENSITĂŢII UNOR LINII SPECTRALE ALE ATOMILOR DE MERCUR ÎN FUNCŢIE DE PRESIUNEA GAZELOR INERTE DIN AMESTEC

IANCU IOVA

Comportarea intensităţii liniilor spectrale ale atomilor în diferite condiţii fizice, constituie o problemă de o importanţă fundamentală pentru spectroscopie şi de aceea atît sub aspect teoretic cît şi sub aspectul ei practic, această problemă a stat şi stă în atenţia centrală a fizicienilor de specialitate.

În ceea ce urmează ne vom ocupa de examinarea modului de comportare a diferitelor linii spectrale ale Hg în funcţie de presiunea unor gaze nobile ca He, Ne, A, în domeniul 0,05—6 mm Hg, deoarece, pe lîngă faptul că această problemă prezintă o importanţă deosebită pentru studiul lămpilor fluorescente cu vapori de Hg şi a diferitelor surse spectrale, este departe de a fi elucidată teoretic, iar rezultatele diferitelor moduri de a aborda problema experimental sînt oarecum controversate. Astfel, în [1] şi [2] folosindu-se metoda cîrligelor (dispersia anomală) pentru determinarea concentraţiei atomilor de Hg excitaţi pe diferite nivele energetice, se ajunge la concluzia că poziţia maximului acestei distribuţii nu depinde de natura gazului inert a cărui presiune se variază.

În [3] studiindu-se comportarea intensităţii liniei verzi a Hg cu $\lambda = 5461$A, în funcţie de presiunea diferitelor gaze inerte, cînd atomii de Hg sînt excitaţi cu un generator de înaltă frecvenţă, la presiuni subatmosferice (sub 22 mmHg). se găseşte că poziţia maximului distribuţiei intensităţii acestei linii, în funcţie de presiunea diferitelor gaze nobile, depinde de natura gazului şi anume poziţia acestui maxim se deplasează spre presiunii mici, o dată cu creşterea numărului atomic al gazului nobil folosit. Poziţiile maximelor în această lucrare se găsesc la presiuni mai mari decît cele găsite în [1] şi [2].

În sfîrşit în alte lucrări, fără să se precizeze exact condiţiile de lucru, se afirmă că poziţia acestor maxime, în funcţie de presiune, nu prezintă o dependenţă regulată de natura gazului.

Urmărirea în continuare a acestei probleme în lucrarea de faţă s-a făcut într-o descărcare electrică la înaltă tensiune şi joasă presiune, folosind ca sursă de alimentare un generator de tensiune înaltă, alternativă, destinat pentru obţinerea scînteilor electrice.

Parametrii electrici de lucru ai generatorului au fost:
$V = 9\,300$ Volţi; $C = 6$ nF şi $L = 0{,}02$ mH.

Tubul de descărcare era făcut din sticlă razoterm cu fereastră din cuarţ şi funcţiona la o instalaţie de vid obişnuită. Electrozii erau din fier, cu extremităţile interioare dispuse la o distanţă de 3 mm. Presiunea gazelor inerte introduse se măsura cu un manometru Mac-Leod, iar presiunea vaporilor de Hg, înainte de amorsarea descărcării era cea corespunzătoare temperaturii mediului ambiant.

Ca aparat spectral s-a folosit un spectrograf cu optica de cuarţ Q-24, furnizat de firma Zeiss. Măsurarea intensităţilor relative ale liniilor spectrale, s-a făcut cu ajutorul unui microfotometru Zeiss model II.

Lungimile de undă ale liniilor spectrale ale Hg care au stat mai mult în atenţia autorului au fost următoarele:

$$\lambda 4358\text{Å}\,(6^3P_1 - 7^3S_1),\quad \lambda 4047\text{Å}\,(6^3P - 7^3S_1),$$
$$\lambda 3126\text{Å}\,(6^3P_1 - 6^3D_2) \text{ şi } \lambda 2537\text{Å}\,(6^1S - 6^3P_1).$$

Se observă că, toate liniile spectrale ale Hg, examinate în această lucrare, din domeniul ultraviolet şi vizibil, prezintă maxime de intensitate în funcţie de presiunea fiecărui gaz inert introdus. La schimbarea gazului din tub, se constată că poziţia maximelor de intensitate pentru una şi aceeaşi linie spectrală, depinde de natura gazului inert a cărui presiune se variază şi anume acestea se deplasează spre presiuni mici, o dată cu creşterea numărului atomic al acestor gaze. Astfel, după cum rezultă şi din figura 1. în distribuţiile intensităţilor liniei spectrale cu λ4358A prezintă maximele în funcţie de presiune pentru atmosfera de He la 0,35 mm Hg, pentru Ne la 0,28 mm Hg şi pentru A la 0,2 mm Hg.

Celelalte linii spectrale ale Hg prezintă maximele de intensitate grupate în jurul aceloraşi valori.

În ceea ce priveşte dispunerea ordonată a maximelor de intensitate, pentru toate liniile studiate de noi, în funcţie de natura gazelor care se iau în consideraţie, concluziile acestei lucrări concordă cu cele din lucrarea [3]. În ceea ce priveşte popularea diferitelor nivele energetice ale atomilor de Hg în funcţie de presiune, sub aspectul poziţiei exacte a maximelor pe axa absciselor, concluziile noastre se apropie mai mult de cele din [1] şi [2]. Evident, sursa spectrală este alta în cazul nostru decît cele din lucrările citate şi de aceea şi mecanismul excitărilor şi ionizărilor este întrucîtva altul în acest caz.

Desigur, o explicare cantitativă completă a formării maximelor şi a dispunerii acestora în aceste condiţii, este greu de dat şi de aceea ne vom mulţumi deocamdată numai cu explicarea calitativă a acestor procese.

Vom considera că în condiţiile funcţionării sursei noastre spectrale avem de a face cu o excitare provocată de ciocnirea atomilor cu electronii acceleraţi în cîmp electric şi nu cu o excitare termică.

La presiuni mai mici concentraţiile electronilor sînt mai mici, drumul liber mijlociu al acestora este mai mare şi deşi au şi o temperatură mai mare, secţiunea eficace de ciocnire cu atomii pentru orice proces, inclusiv procesul de excitare, este mică şi ca atare intensitatea liniilor spectrale considerate (fig. 1) este mică.

Cu creşterea presiunii, concentraţia electronilor creşte, drumul liber mijlociu scade, secţiunea eficace de excitare creşte şi deci intensitatea creşte.

Peste o anumită presiune concentraţia electronilor creşte, drumul liber mijlociu al lor scade însă totodată scade şi temperatura lor datorită pierderilor de energie şi prin alte procese elementare (în principal prin ionizări) şi că

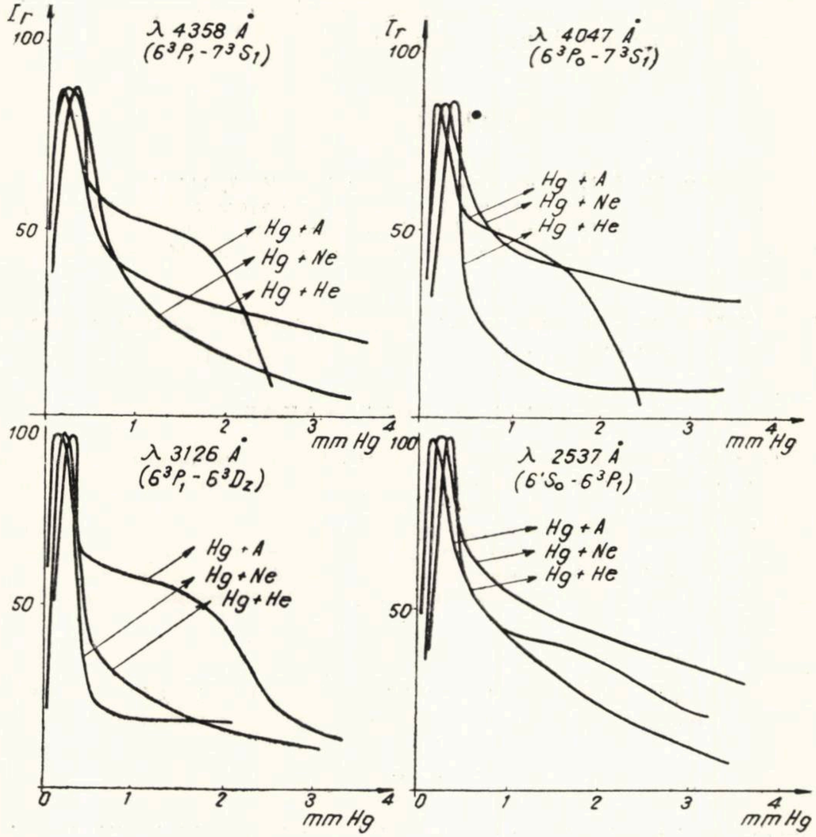

Fig. 1. — Dependenţa poziţiei maximelor de intensitate la unele linii spectrale ale Hg în funcţie de presiunea gazelor inerte din tubul de descărcare. În ordonată avem intensitatea relativă — Ir, iar în abscisă presiunile măsurate în mm Hg

atare excitările devin mult mai puţin probabile ceea ce conduce iarăşi la scăderea intensităţiilor liniilor spectrale (fig. 1).

Din cele de mai sus rezultă că o creştere mai rapidă a concentraţiei de electroni cu o energie optimă pentru excitarea nivelelor energetice ale atomilor de Hg, în sensul de creştere al presiunilor, se poate realiza în mediul gazos cu primele potenţiale de excitare şi ionizarea mai mici. Cum primele potenţiale de excitare şi de ionizare scad cu creşterea numărului atomic al gazelor folosite, dispunerea maximelor de intensitate ale liniilor spectrale de Hg în funcţie de presiunea diferitelor gaze inerte concordă destul de bine cu acest mecanism de formare al maximelor de intensitate.

Remarcăm că această comportare a maximelor distribuţiilor de intensitatea ale liniilor Hg în funcţie de presiunea gazelor nobile şi de natura gazelor, prezintă o bună analogie cu comportarea maximelor secţiunilor eficace de ciocnire a atomilor de gaze nobile în funcţie de viteza electronilor [4]. Acest lucru mijloceşte o oarecare analogie între curbele mai sus obţinute şi funcţiile de excitare ale liniilor spectrale.

BIBLIOGRAFIE

1. Н. П. Пенкин, М. Н. Палладин: Вестник Л. Г. У. 8, 113, 1955.
2. Н. П. Пенкин, М. Н. Палладин: Оптика и Спектроскопия 2, 545, 1957.
3. V. Drăgănescu: Studii şi cercetări de fizică 4, 855, 1959.
4. Н. А. Капцов: «Электрические явления в газах и вакууме» Москва 1950 Ленинград.

ПОВЕДЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ АТОМОВ H_g В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ДАВЛЕНИЯ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

В настоящей статье изучается поведение максимумов интенсивности распределения спектральных линий ртути, в зависимости от давления инертных газов (He, Ne, A).

В качестве спектрального источника света был использован электрический разряд высокого напряжения в переменном токе при низких давлениях газов (0,05 — 6) mm. H_g.).

Установлено, что в этом случае имеется регулярный сдвиг максимумов интенсивности спектральных линий ртути в зависимости от природы газа из трубки.

Этот сдвиг производится к меньшим давлениям одновременно с повышением атомного числа газа.

LE COMPORTEMENTS D'INTENSITÉ DES RAIES SPECTRALES DES ATOMS DE H_g EN FONCTION DE LA PRESSION DES GAZ INERTES

RÉSUMÉ

Dans ce mémoire on étudie le comportement des maximums d'intensité des raies spectrales de Hg en fonction de la pression des gaz inertes (He, Ne, A).

La sourse spectrale on a été realisé avec une décharge électrique a haute tension alternative, a bas pression (0,05—6 mm Hg).

On constate un déplacement régulier des maximums d'intensité des raies spectrales de Hg, en fonction de la nature du gaz introduite dans le tube.

Cet déplacement se produit vers les bas pressions en meme temps avec la croissance du mombre atomique du gaz.

ASUPRA TENSIUNII TERMOELECTROMOTOARE ANOMALE ÎN Ge

A. NICOLAU, A. MARINESCU, I. LICEA, I. SECĂREANU

Prezenţa pe un semiconductor a unei gradient mic de temperatură poate conduce la apariţia unei tensiuni termoelectromotoare obişnuite care nu depinde de gradientul de temperatură. Dacă într-un punct al unui semiconductor se stabileşte o concentraţie de neechilibru termic a purtătorilor de curent poate apare o tensiune termoelectromotoare anomală care va depinde de gradientul de temperatură [1, 3]. Concentraţia de neechilibru termic a purtătorilor de curent într-un punct al unui semiconductor omogen se realizează atunci cînd într-un punct din imediata vecinătate a punctului considerat există o concentraţie de echilibru a purtătorilor de curent, care să difere considerabil de cea de neechilibru. Dacă distanţa dintre puncte este mai mică decît lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari, atunci datorită difuziei purtătorilor, echilibrul concentraţiilor în ambele puncte este perturbat şi ca rezultat apare o diferenţă de potenţial între cele două puncte.

Experimental această tensiune termoelectromotoare anomală a fost pusă în evidenţă în [3], analizîndu-se fenomenul după curba obţinută pentru un gradient de temperatură creat pe o distanţă mai mică decît lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari (electroni) pe Ge tip p. Dependenţa experimentală obţinută, în concordanţă satisfăcătoare cu considerentele teoretice [1, 2], exprimă faptul că această tensiune termoelectromotoare anomală creşte rapid cu diferenţa de temperatură, fiind de semn contrar tensiunii termoelectromotoare normale (care datorită neomogenităţii eşantionului nu poate fi eliminată în întregime).

În această lucrare s-a determinat şi analizat experimental, pe eşantioane de Ge tip n, dependenţa de diferenţa de temperatură a tensiunii termoelectromotoare anomale, pentru diferite distanţe pe care se realizează căderea de temperatură.

Punerea în evidenţă a fenomenului necesită îndeplinirea a două condiţii esenţiale: utilizarea unui eşantion cît mai omogen şi realizarea unei căderi de temperatură pe distanţe mai mici decît lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari.

Prima condiţie a exclus posibilitatea utilizării unor materiale semiconductoare policristaline. Pentru realizarea ei experienţele au fost efectuate pe eşantioane tăiate dintr-un monocristal de Ge tip n. Deoarece obţinerea unor monocristale de Ge suficient de mari și cu proprietăți identice după toate direcțiile, este deosebit de dificilă, în experiențe s-a utilizat o formă specială a eșantionului (fig. 1 a). Aceasta a permis realizarea pe ele a două căderi de temperatură de semn opus [3, 4] conducînd în același timp la o compensare aproape totală a tensiunii termoelectromotoare normale și permițînd astfel ca fenomenul căutat cu valori foarte mici ale tensiunii să nu fie mascat.

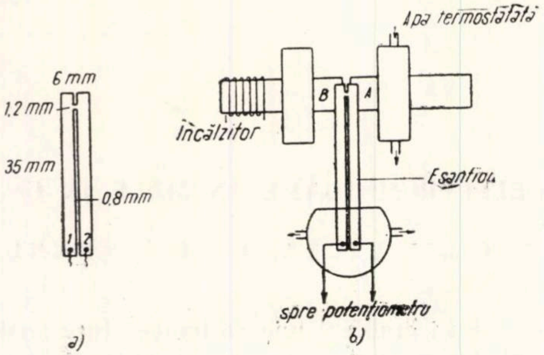

Fig. 1. — *a)* Eșantionul de Ge tip n; *b)* Schema dispozitivului pentru măsurarea tensiunii termoelectromotoare anomale

Eșantionul din Ge tip n, cu rezistivitatea $\rho = 40\Omega$ cm. a fost tăiat la dimensiunile $35 \times 6 \times 0,5$ mm, fiind șlefuit și secționat longitudinal pe mijloc la un capăt pînă la 5 mm de celălalt capăt, care a fost și el secționat pe mijloc pe distanța de 3,8 mm. S-a realizat astfel un istm cu dimensiunile $1,2 \times 0,8 \times 0,5$ mm. Suprafața de traversare a istmului pe care s-a realizat căderea de temperatură a fost de cca 1 mm pătrat. Micșorarea suprafeței istmului, care ar fi dus la mărirea omogenității lui și micșorarea fluxului termic prin el nu a fost posibilă datorită fisurării eșantioanelor. La capetele 1 și 2 ale eșantionului au fost realizate contacte galvanice nerectificate din cositor cu stibiu. Eșantionul a fost tratat cu H_2O_2 de concentrație 10%.

În legătură cu realizarea celei de-a doua condiții, capătul cu contacte ale eșantionului a fost fixat pe un bloc de aluminiu pur a cărui suprafață a fost făcută neconductoare prin oxidare electrolitică (fig. 1 b). S-a căutat asigurarea orizontalității eșantionului și a unui bun contact termic între eșantion și blocul de aluminiu. Celălalt capăt al eșantionului, care conținea istmul a fost așezat pe două blocuri de cupru A și B. Distanța dintre ele era reglabilă, putînd lua valori mai mici decît lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari. Această distanță s-a măsurat cu ajutorul unui dispozitiv micrometric. Capetele blocurilor A și B au fost ascuțite sub formă de pană pentru a nu se influența termic.

Pentru asigurarea unui bun contact termic în spațiul rămas între blocurile de cupru și eșantion s-a pus ulei de parafină. Fiecare din blocurile A și B poate fi încălzit sau menținut la o temperatură constantă. În fig. 1 b, se arată cazul cînd blocul B poate fi încălzit cu ajutorul unui cuptoraș, iar blocul A este menținut la o temperatură constantă cu ajutorul unui circuit de apă termostatată, obținută de la un ultratermostat. În timpul măsurătorilor blocul de aluminiu a fost menținut la aceeași temperatură ca și blocul mai rece, cu ajutorul aceluiași circuit de apă termostatată.

S-au măsurat tensiuni termoelectromotoare pentru diferențe de temperaturi, dintre blocurile de cupru, variind între 10° și 130°C. Temperaturile blocurilor de cupru au fost măsurate cu o eroare de 0,2% cu ajutorul unui microtermistor etalonat şi montat într-un circuit punte. Tensiunile au fost măsurate cu ajutorul unui compensator cu o eroare de 0,3%.

În acest mod s-au ridicat graficele dependenţei

$$U = f(\Delta T) \tag{1}$$

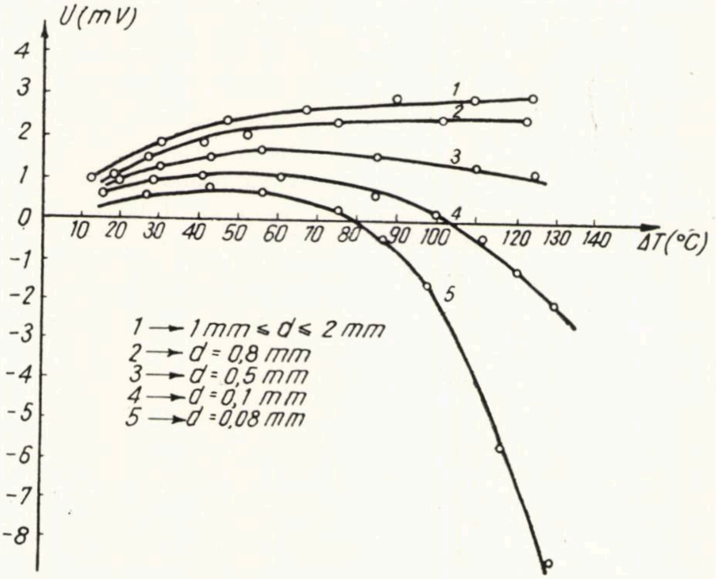

Fig. 2. — Variaţia tensiunii termoelectromotoare cu diferenţa de temperatură ΔT şi cu distanţa *d* pe care s-a creiat căderea de temperatură

pentru diferite distanţe d dintre blocuri, cuprinse între limitele 0,08—2 mm.

În expresia (1) ΔT reprezintă diferenţa de temperatură dintre blocurile de cupru iar U este dat de relaţia

$$U = (\Delta U)_n + U_a \tag{2}$$

unde (ΔU) — tensiunea termoelectromotoare normală necompensată, U_a — tensiunea termoelectromotoare anormală.

Forma aleasă a eşantioanelor a permis o compensare aproape totală a tensiunilor termoelectromotoare normale. Tensiunea termoelectromotoare normală rămasă necompensată, egală cu diferenţa celor două tensiuni normale de sens opus a avut o mărime foarte mică a cărei valoare maximă a fost de ~ 3 mV. În acest caz s-a putut pune în evidenţă tensiunea termoelectromotoare anomală care se suprapune peste tensiunea termoelectromotoare rămasă necompensată şi care este de semn opus acesteia din urmă.

Pentru distanţa dintre blocurile de cupru variind între 2 şi 1 mm s-a obţinut, în limita erorilor experimentale, aceeaşi dependenţă a tensiunii termoelectromotoare de diferenţa de temperatură (curba 1). In acest caz tensiunea termoelectromotoare nu depinde de gradientul de temperatură.

Se poate considera că tensiunile măsurate sînt tensiuni termoelectromotoare normale rămase necompensate.

Pe măsura apropierii blocurilor se observă o cădere a curbelor (curbele 2 şi 3). Acest lucru poate fi cauzat de apariţia unei tensiuni mici, de semn opus, care se suprapune peste tensiunea termoelectromotoare normală necompensată. Cînd distanţa dintre blocuri este mai mică de 0,1 mm, cu siguranţa sub lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari, curbele intersectează axa temperaturilor. Explicarea constă în creşterea mult mai rapidă cu diferenţa de temperatură a tensiunii termoelectromotoare anomale care depinde de gradientul de temperatură. Pentru distanţa de 0,08 mm se observă că după punctul de intersecţie cu axa temperaturilor curba devine aproximativ o dreaptă cu pantă mare. În acest caz tensiunea termoelectromotoare anomală este mult mai mare şi creşte mult mai rapid cu diferenţa de temperatură decît tensiunea termoelectromotoare normală necompensată.

Comportarea curbei 5 este în concordanţă calitativă cu cea obţinută pentru Ge tip p [2].

BIBLIOGRAFIE

[1] J. Tauc: Czech. Journ. Phys., 3, 282 (1953).
[2] Ia. Tauţ: Foto i termoelectriceskie iavlenia v poluprovodnikah Izd. I. L., Moskva (1962).
[3] Z. Trousil: Czech. Journ. Phys., 6, 108 (1956).
[4] P. I. Baranski: J. T. F., 28, 225 (1958).

ОБ АНОМАЛЬНОМ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЬНОМ ТЕПЛОВОМ НАПРЯЖЕНИ В «Ge»

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

В этом труде выявлен экспериментальным путём феномен зарождения аномального электродвигательного теплового напряжения «Ge» типа «п».

Была изучена зависимость от разницы температуры, аномального электродвигательного теплового напряжения при различных расстояниях, на которых происходит падение температуры. Когда расстояние между блоками меньше длины диффузии неосновных носителей, электродвигательное тепловое напряжение меняет свой знак и проявляет себя аналогично результатам полученным для «Ge» типа «р».

SUR LA TENSION TERMOÉLECTROMOTRICE ANOMALE DANS „Ge"

RÉSUMÉ

Dans ce travail on met expérimentalement en évidence le phénomène de l'apparition de la tension termoélectromotrice anomale dans „Ge" du type „n".

On a étudié la dépendance de la différence de temperature de la tension termoélectromotrice anomale pour les differentes distances sur lesquelles se réalise la chute de la température. Lorsque la distance entre les blocs est inferieure à la longueur la diffusion des porteurs minoritaires, la tension termoélectromotrice change de signe ayant un comportement similaire aux résultats obtenus pour „Ge" du type „p".

CONTRIBUŢII LA STUDIUL COMPORTĂRII TERMOMAGNETICE A UNOR SULFURI DIN SERIA PIRITELOR

MIHAIL B. PASCU

Continuînd cercetările întreprinse în legătură cu variaţia însuşirilor magnetice ale magnetitelor în funcţie de temperatură, am urmărit acelaşi studiu asupra unor sulfuri din grupa metalelor feromagnetice.

Prin încălzirea acestor sulfuri, se constată variaţiuni importante ale proprietăţilor magnetice şi este interesant de văzut partea care revine transformărilor acestor sulfuri, în comportarea generală a minereului.

Într-o lucrare anterioară [1], am scos în evidenţă, că comportarea magnetică a fierului este influenţată de prezenţa sulfurilor pirită şi pirotină, care mai conţin şi urme de cobalt şi nichel.

În natură, rareori sulfurile se prezintă în stare curată; de obicei, în compoziţia lor intră ionii mai multor metale; ele apar de aceea ca sulfuri complexe. Sulfurile studiate fac parte din grupa piritei, marcasitei, calcopiritei şi pirotinei, parte din ele prezentînd proprietăţi magnetice pronunţate, atît în stare naturală, cît şi după încălzire.

Piritele studiate au o compoziţie medie de 45—47% Fe şi 55—53% S, unele din ele conţinînd urme de Co, Ni, As, Sb. Analizele au fost făcute pe cale chimică, precum şi microscopic. Piritele şi marcasitele au valori mici, ele sînt paramagnetice. Prin încălzire, pirita se descompune, dînd pirotina mai mult sau mai puţin feromagnetică, după conţinutul în sulf. Astfel pentru piritele în stare naturală, de origină hidrotermală, valorile susceptibilităţii magnetice sînt cuprinse între $80—120.10^{-6}$; după încălzire şi răcire în cîmpul magnetic terestru, valoarea susceptibilităţii creşte în jur de $250—300.10^{-6}$, deci se dublează.

Calcopiritele studiate au o compoziţie medie de 34%Cu, 30%Fe şi 35%S. Cele mai magnetice sînt cele de origină hidrotermală (80.10^{-6}) urmînd cele filoniene şi metasomatice. Se găseşte şi în zgurele rezultate la prepararea cuprului. Astfel zgurele de la Baia Mare prezintă valori cuprinse între $150—250.10^{-6}$, mult mai mari decît acelea ale rocii primitive, ceea ce dovedeşte o îmbogăţire a zgurelor în fier.

---

[1] M. Pascu: Unele observaţii asupra însuşirilor magnetice ale magnetitelor în funcţie de temperatură. Analele Univ. Buc., Seria Şt. Naturii, matem.-fizică, nr. 39, anul XII, 1963.

Pirotina (FeSnS) sau pirita magnetică FeS cu S în exces în soluţie solidă, conţine de asemenea cantităţi mici de Cu, Ni, Co. Se întîlneşte în roci eruptive, în special în cele bazice şi ultrabazice cu peridotite, sau în filoane hidrotermale, sau în meteorite sub denumirea de troilit.

Din determinările făcute de noi, am constatat că pirotinele şi piritele produse în domeniul hidrotermal sînt puternic feromagnetice, aşa că prezenţa acestor sulfuri contribuie la mărirea susceptibilităţii magnetice. Pirotina are valori paramagnetice pînă la valori puternic feromagnetice. Însuşirile magnetice ale pirotinei depind de compoziţia chimică, care este diferită în raport cu modul de formare. Cele de origină hidrotermală sînt puternic feromagnetice (20.000—25.000.10^{-6}). Faţă de forma FeS (pirita), pirotina arată continuu un exces de sulf, care se admite ca o soluţie compactă de S în FeS. Am constatat că valori mai mari ale suceptibilităţii şi P.C. mai ridicate, arată pirotinele care conţin mai mult sulf. Intensitatea de magnetizare la saturaţie a pirotinei este foarte variabilă de la un eşantion la altul. Probabil că valorile mai mici sînt produse de incluziuni ale unei varietăţi de pirotină paramagnetică, neamestecată cu pirotină feromagnetică. Pirotinele formate la temperaturi înalte (metamorfism de contact şi pegmatitic) sînt paramagnetice, pînă la slab feromagnetice.

Analizele chimice ale primei grupe dovedesc în mod constant un prisos mai mic de sulf, decît cele din grupa a II-a. Studiile roentgenometrice au arătat că surplusul de sulf, faţă de forma FeS, nu poate fi explicat prin intrarea ionilor complimentari de S^{2-} în intervalele structurii cristaline a pirotinei, ci ionii S^{2-} înlocuiesc parţial ionii fierului sau că, pentru un număr constant de anioni S^{2-} în reţea, rămîn neocupate unele locuri pentru cationii fierului.

Această problemă a fost rezolvată prin compararea greutăţilor specifice teoretice ale ambelor variante.

În graficul alăturat, curba I arată valoarea teoretică a greutăţii specifice, în ipoteza că ionii de sulf înlocuiesc parţial ionii de fier.

Curba II arată varianta a II-a, cînd o parte din locurile pentru ionii de fier rămîn neocupate. Ipoteza a II-a este exactă şi acest fapt este confirmat de analizele chimice de precizie.

Prin cercurile mici, am notat valorile greutăţilor specifice reale ale varietăţilor de pirotină studiate. Comparînd aceste date, tragem concluzia că ipoteza II trebuie să fie exactă. În acest fel, trebuie să admitem, că pentru neutralizarea sarcinii generale negative a anionilor de S^{2-}, o parte a ionilor fierului trebuie să aibă o sarcină pozitivă trivalentă şi nu bivalentă.

Produsul de descompunere al pirotinei este feromagnetic; corespunde mai mult unei pirotine bogate în sulf, decît unei pirite sau marcasite. La descompunerea minereurilor şi rocelor purtătoare de pirotină, magnetizarea creşte, deoarece pirotina devine puternic feromagnetică prin încălzire. Din contra, la minereurile magnetice de fier, care nu conţin pirotină, scade.

La descompunere se va duce o parte a fierului şi ca urmare pirotina arată un prisos de sulf, care produce o valoare ridicată a susceptibilităţii magnetice. Am constatat de asemenea, că la unele probe de pirotină, la care s-au găsit urme de produşi de descompunere, că valoarea susceptibilităţii este mai mare ca aceea a unei probe fără asemenea produşi; aceasta dovedeşte că transformările chimice produse au modificat proprietățile magnetice. Aceasta reiese din graficul următor:

În acest grafic se dau patru curbe diferite care reprezintă variația susceptibilității magnetice în funcție de temperatură. Se observă maxime de diferite valori, precum și o deplasare a lor, în raport cu creșterea temperaturii.

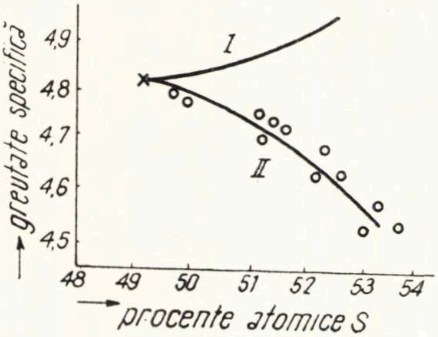

Fig. 1

Pirotina are un conținut ridicat de Ni (2—6%). Acest conținut se datorește prezenței pentlanditului (Fe, Ni)S, avînd 14—45%Ni, care este asociat atît de intim cu pirotina și are caractere fizice atît de asemănătoare, încît nu se poate deosebi decît la microscop. Pirotina este un fel de colector de nichelului aflat în magmă.

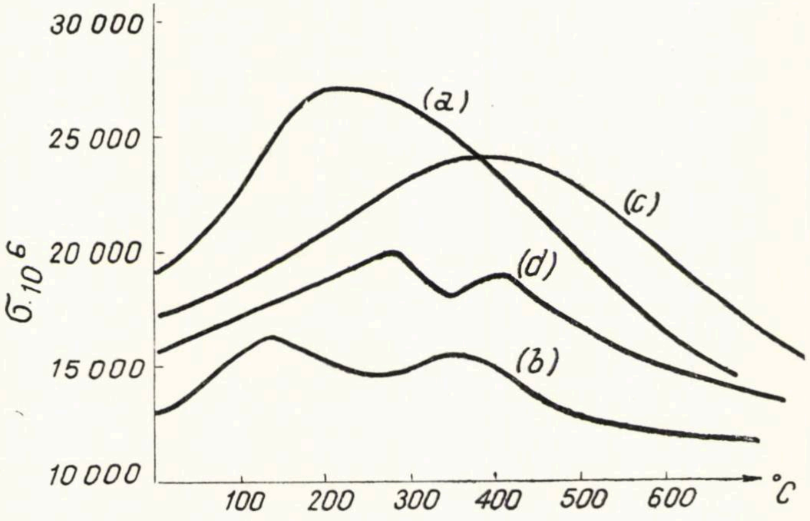

Fig. 2

CONCLUZII

Din studiul celor peste o sută de probe de sulfuri din grupele enunţate, se pot trage următoarele concluzii:

— Asocierea unor minereuri cu pirotina, care este puternic magnetică, face posibil prospectarea lor în bune condiţii;

La unele din ele, susceptiblitatea se menţine aproape constantă în raport cu ridicarea temperaturii, prezintă un maxim şi apoi o cădere;

Altele prezintă un maxim mai acut, sub forma de vîrfuri;

Altele prezintă mai multe maxime de diferite ordine, ceea ce este în legătură cu particularităţile elementelor componente;

La altele se constată o deplasare a maximului susceptibilităţii, în raport cu temperatura. Deplasarea maximului este în legătură, probabil, cu originea probei.

În afară de cauzele arătate pînă acum, diferenţa valorilor P.C. se explică şi prin aceea că unele substanţe întrebuinţate sînt amorfe, sau cu o structură cristalină omogenă, pe cînd unele sulfuri naturale sînt formate din cristale de diferite minerale şi de diferite mărimi.

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ТЕРМОМАГНИТНОГО ПОВЕДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ СУЛЬФИДОВ ИЗ СЕРИИ ПИРИТОВ

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

В природе сульфы встречаются обычно в виде комплексных сульфидов.

Из этой группы были исследованы некоторые пириты и пиротины различного происхождения.

Пиротины с большим содержанием серы представляют повышенную магнитную восприимчивость, а также и „PC“. У некоторых из них восприимчивость почти не изменяется при повышении температуры; другие же имеют наивысшую точку, а затем падение; некоторые представляют более острый максимум в виде пиков; другие имеют несколько наивысших точек различной величины; и наконец у других отмечается перемещение наивысшей точки восприимчивости в связи с температурой; это перемещение зависит, вероятно, от происхождения данного образца.

Разница величин PC объясняется и тем, что некоторые использованные вещества аморфны или же имеют однородную кристаллическую структуру, в то время как некоторые природные сульфиды состоят из кристаллов, имеющих различную природу и форму.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU COMPORTEMENT THERMOMAGNÉTIQUE DE CERTAINES SULFURES DE LA SERIE DES PYRITES

RÉSUMÉ

Dans les conditions naturelles les sulfures se présentent, géneralement, sons l'aspect de sulfures complexes.

De ce groupe, une série de pyrites et pyrotines, ayant à l'origine une formation différente, ont fait l'objet de cette étude.

Les pyrotines plus riches en soufre ont donné des valeurs plus grandes et des „P.C“ plus éléves en rapport de la susceptibilité magnétique. Chez certaines d'entre elles la susceptibilité se maintient presque constante en raport d'élévation de la témperature; d'autres présentent un maximum et ensuite une chute; d'autres encore présentent un maximum plus accentue sons forme de pointes; d'autres présentent plusieurs maximums de différente frandeur; chez d'autres enfin constate un déplacement du maximum de susceptibilité en rapport de la témperature déplacement qui est probablement en liaison avec l'origine de l'échantillon.

La difference des valeurs du P.C. s'explique et par le fait que certaines substances utilisées sont amorphes ou bien présentent une structure cristalline homogène, tandis que certaines sulfures naturelles sont formées par des cristaux de nature et formes différentes.

CALCULUL ÎMPRĂŞTIERII ELASTICE A NEUTRONILOR DE 14MeV PE DEUTERIU

S. MUSCALU

I. Introducere

În ultima vreme, într-o serie de lucrări [1—4], se dezvoltă metoda de studiu a reacţiilor nucleare pe baza tehnicii grafice. Această metodă permite a obţine ecuaţiile integrale pentru amplitudinea de interacţie a reacţiilor nucleare, ecuaţii ce depind de un număr mai mic de parametrii decît ecuaţiile integrale ce s-ar obţine cu ajutorul ecuaţiei Schrödinger. De asemenea, metoda diagramelor are avantajul că, prin utilizarea ei este uşor de văzut ce tipuri de procese se iau în consideraţie într-o aproximaţie sau alta.

În lucrarea de faţă, pe baza însumării diagramelor nerelativiste din teoria perturbaţiilor [1], se face analiza secţiunii diferenţiale a reacţiei de împrăştiere elastică a neutronilor cu energie de 14MeV pe deuteriu. Aşa cum se arată în lucrările [2—3], în ipoteza că esenţiale sînt numai forţele nucleon-nucleon, amplitudinea reacţiei de împrăştiere elastică a nucleonilor pe deuteriu poate fi reprezentată sub forma unui şir infinit de diagrame nerelativiste (fig. 1). O proprietate fundamentală a diagramelor teoriei perturbaţiilor este aceea că în fiecare punct de intersecţie a liniilor este îndeplinită legea de conservare a impulsului şi a energiei totale. Pe baza acestei proprietăţi se poate obţine valoarea energiei totale şi a impulsului pentru fiecare linie intermediară. Mai trebuie remarcat faptul că în şirul infinit de diagrame (fig. 1) toate liniile de propagare au aceeaşi direcţie; fapt ce precizează că în

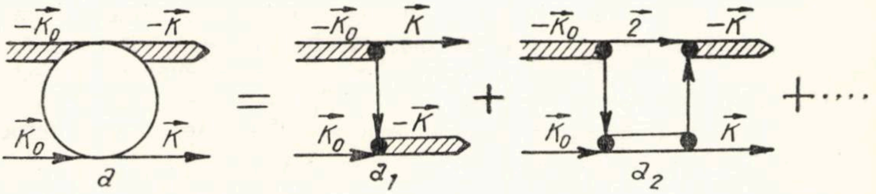

Fig. 1. — Diagrama procesului de împrăştiere elastică neutron-deuteron

cazul nerelativist în etapele intermediare nu se pot naște sau absoarbe particole în afară de cele ce iau parte în procesul reacției celor trei nucleoni. Componenta „a" din figura 1 corespunde amplitudinii exacte de împrăștiere elastică a nucleonilor pe deuteriu. Ea este reprezentată defalcat prin

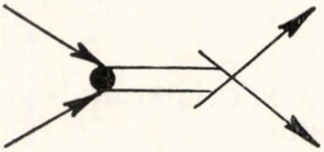

Fig. 2. — Diagrama amplitudinei de difuzie nucleon-nucleon

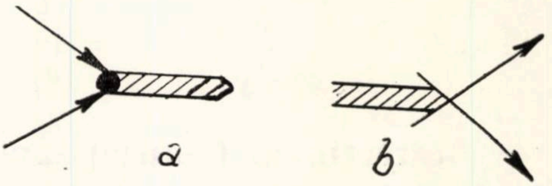

Fig. 3. — Diagrama de formare *a)* și de dezintegrare *b)* a deuteronului

șirul infinit de diagrame din partea dreaptă a semnului egalității. Șirul infinit de diagrame, situat în dreapta semnului egal (fig. 1) este format cu ajutorul a trei elemente esențiale și anume:

1. Elementul căruia îi corespunde amplitudinea de împăștiere nucleon-nucleon (fig. 2).

2. Elementul căruia îi corespunde dezintegrării deuteriului în doi nucleoni, sau ceea ce este echivalent cu formarea deuteriului din cei doi nucleoni constituenți (fig. 3 „a" și „b").

3. Liniile de propagare.

Componenta „a_1'' (fig. 1) reprezintă diagrama de pol și este constituită din o linie de propagare și doi deutoni — unul care se dezintegrează și celălalt care se formează. Cunoscînd expresia fiecărui element se poate scrie expresia contribuției diagramei polare la amplitudinea de difuzie. Componenta „a_2''" (fig. 1) reprezintă diagrama pătrată și după cum se vede prezintă un contur închis. În cazul diagramelor cu contur închis este necesar efectuarea unei integrări după valorile energiei totale ε și a impulsului $\vec{p}$ corespunzătoare unei linii de propagare ce aparține conturului respectiv. În continuare urmează diagrama dublu pătrată, triplu pătrată etc., adică diagramele ce iau în considerare difuzia multiplă a nucleonilor în procesul de împrăștiere elastică a neutronilor pe deuteriu.

II. **Calculul secțiunii diferențiale neglijînd difuzia multiplă**

În prima parte a lucrării se vor lua în considerare primele două diagrame, diagrama de pol „a_1'' și diagrama pătrată „a_2'', și se va calcula contribuția acestora la amplitudinea împrăștierii elastice a nucleonilor pe deuteriu. Vom nota impulsurile de mișcare relativă a nucleonilor și deuteriului, în sistemul centrului de masă, pînă la reacție cît și după reacție respectiv prin $\vec{K}_0$ și $\vec{K}$. Desigur că aceste două mărimi sînt egale în valoare absolută $|\vec{K}_0| = |\vec{K}|$. Se poate observa că începînd cu diagrama pătrată din șirul infinit de diagrame nerelativiste (fig. 1). fiecare diagramă poate fi exprimată prin precedenta. Folosind această observaţie figura 1 poate fi exprimată sub o formă condensată (fig. 4).

Într-adevăr cu ajutorul diagramelor „b$_1$“ şi „b$_2$“ din figura 4 se poate obţine întreg şirul infinit de diagrame din figura 1. Înlocuind bucla din diagrama „b_2“ (fig. 4) printr-o linie de propagare (aşa cum prezintă diagrama de pol) se obţine diagrama pătrată. Continuînd înlocuirea aceleaşi bucle, însă de data aceasta prin bucla diagramei pătrate, se obţine diagrama triplu pătrată. Astfel putem continua înlocuirile pînă ce se obţine întregul şir infinit de diagrame din figura 1. Blocul „C“ din figura 4 corespunde amplitudinii de împrăştiere inelastică a nucleonilor pe deuteriu, $A'(\vec{K}_0, \alpha; \vec{K}, \vec{f})$, pentru care se cunoaşte ecuaţia integrală [2—4].

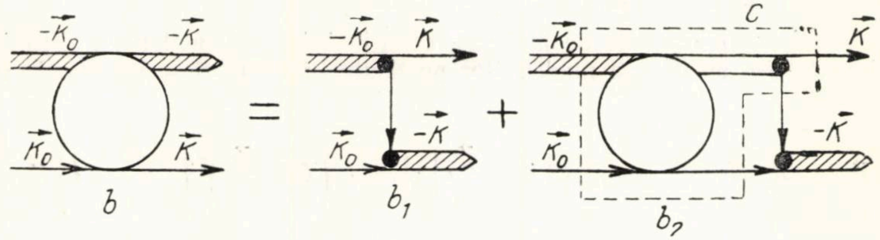

Fig. 4. — Diagrama procesului de împrăştiere elastică neutron-deuteron sub formă condensată

$$A'(\vec{K}_0,\alpha;\ \vec{K},\ \vec{f})=\frac{8}{3}G_{d\rightarrow 2N}\left(\left|\vec{K}-\frac{\vec{K}_0}{2}\right|\right)a\left(f,\left|\vec{K}_0-\frac{\vec{K}}{2}\right|;\ \frac{f^2}{m}\right)\left[\alpha^2+\right.$$

$$\left.+\left(\vec{K}+\frac{\vec{K}_0}{2}\right)^2\right]^{-1}+8\pi\int\frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3}\cdot A\left(\vec{K}_0;\vec{p},\vec{K}-\frac{\vec{p}}{2}\right)a\left(f',\left|\vec{p}-\frac{\vec{K}}{2}\right|;\ \frac{f'^2}{m}\right)\left[\left(\vec{p}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{K_0}{2}\right)^2-f'^2\right]^{-1} \tag{1}$$

unde $\vec{K}_0$ reprezintă impulsul mişcării relative a nucleonului şi deuteriului pînă la actul reacţiei, $\vec{f}$ este impulsul mişcării relative a perechii de nucleoni ce interacţionează în starea finală, iar $\vec{K}$ este impulsul mişcării relative al celui de-al treilea nucleon şi a perechii de nucleoni obţinuţi în starea finală,

$$G_{d\rightarrow 2N}\ (\,|\,\vec{p}\,|\,)=\sqrt{8\pi\alpha\ \ \text{Res. } a_{pol.}\ (\,|\,\vec{p}\,|\,,E)\Big|_{E=-\frac{\alpha^2}{m}}}$$

este expresia valorii elementului de dezintegrare a deutonului în doi nucleoni cu impulsul mișcării relative $\vec{p}$; ceea ce este echivalent cu expresia valorii elementului de formare a deutonului din doi nucleoni al căror impuls de mișcare relativă este $-\vec{p}$ [5], $a(f, f', E)$ este amplitudinea generalizată a difuziei nucleon-nucleon, unde f și f′ sînt impulsurile de mișcare relativă a nucleonilor respectiv înainte și după difuzie.

Avînd în vedere cele de mai sus, ecuația integrală pentru amplitudinea de împrăștiere elastică a nucleonilor pe deuteriu poate fi scrisă sub forma:

$$A(\vec{K}_0, \alpha; \vec{K}, \alpha) = \frac{2}{3}\pi G_{d\to 2N}\left(\left|\vec{K} - \frac{\vec{K}_0}{2}\right|\right)\left[\alpha^2 + \left(\vec{K} + \frac{\vec{K}_0}{2}\right)^2\right]^{-1} G_{d\to 2N}\left(\left|\vec{K}_0 - \frac{\vec{K}}{2}\right|\right) + 3\pi\int\frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3}A'\left(\vec{K}_0; \vec{p}, \vec{K} - \frac{\vec{p}}{2}\right)\left[\alpha^2 + \left(\vec{p} + \frac{\vec{K}}{2}\right)^2\right]^{-1} G_{d\to 2N}\left(\left|\vec{p} - \frac{\vec{K}}{2}\right|\right) \qquad (2)$$

Întrucît se examinează reacția de împrăștiere elastică la energii nu prea mari, atunci funcția $a(f, f', E)$ ce corespunde elementului de difuzie nucleon-nucleon și funcția $(G \mid \vec{p} \mid)$ ce corespunde valorii elementului de dezintegrare (sau de formare) a deuteriului din ecuațiile (1) și (2), pot fi scrise în aproximație liniară în raport cu raza de acțiune a forțelor nucleare [3], adică

$$a(f) = \left[\frac{r_0}{2} - \frac{1 + \alpha r_0}{\alpha + if}\right]$$

$$G_{d\to 2N} = \sqrt{8\pi\alpha(1 + \alpha r_0)}$$

În această aproximație ecuația (2) poate fi scrisă sub forma:

$$A(\vec{K}_0, \alpha; \vec{K}, \alpha) = \frac{16}{3}\alpha(1 + \alpha r_0)\left[\alpha^2 + \left(\vec{K} + \frac{\vec{K}_0}{2}\right)^2\right]^{-1} + 3\pi\sqrt{8\pi\alpha(1 + \alpha r_0)}\int\frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3}A'\left(\vec{K}_0; \vec{p}, \vec{K} - \frac{\vec{p}}{2}\right)\left[\alpha^2 + \left(\vec{p} + \frac{\vec{K}}{2}\right)\right]^{-1} \qquad (3)$$

Pentru amplitudinile de împrăştiere elastică a nucleonilor pe deuteriu, în cazul spinului total $S = \frac{1}{2}$, şi în cazul spinului total $S = \frac{3}{2}$ pot fi scrise expresiile:

$$A_{1/2}(\vec{K}_0, \alpha\,;\ \vec{K}, \alpha) = \frac{4}{3}\alpha_t\,(1 + \alpha_t\, r_{ot})\left[\alpha_t^2 + \left(\vec{K} + \frac{\vec{K}_0}{2}\right)^2\right]^{-1} +$$

$$+ \pi\sqrt{8\pi\alpha_t(1 + \alpha_t r_{ot})}\int\frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3}\cdot\frac{\frac{1}{2}A_t^{1/2}(\vec{K}_0, \vec{p}) + \frac{3}{2}A_s^{1/2}(\vec{K}_0, \vec{p})}{\alpha_t^2 + \left(\vec{p} + \frac{\vec{K}}{2}\right)^2} \tag{4}$$

$$A_{3/2}\,(\vec{K}_0, \alpha;\ \vec{K}, \alpha) = \frac{8}{3}\alpha_t(1 + \alpha_t r_{ot})\left[\alpha_t^2 + \left(\vec{K} + \frac{\vec{K}_0}{2}\right)^2\right]^{-1} +$$

$$+ \pi\sqrt{8\pi\alpha_t(1 + \alpha_t r_{ot}}\int\frac{dp}{(2\pi)^3}\cdot\frac{A^{3/2}(\vec{K}_0, \vec{p})}{\alpha_t^2 + \left(\vec{p} + \frac{\vec{K}}{2}\right)^2} \tag{5}$$

unde α_t şi α_s sînt lungimile de difuzie triplet respectiv singlet, r_{ot} şi r_{os} sînt razele de acţiune ale forţelor nucleare în cazul difuziei triplet respectiv singlet. Întrucît în expresiile (4) şi (5) se află inclus şi factorul de trecere de la amplitudinea de împrăştiere elastică obţinută pe baza diagramelor la amplitudinea de difuzie al cărei modul pătrat dă secţiunea diferenţială de reacţie, se poate scrie

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{1/2} = |\,A_{1/2}\,|^2 \quad \text{şi} \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{3/2} = |A_{3/2}\,|^2 \tag{6}$$

Secţiunea diferenţială totală de împrăştiere elastică a nucleonilor pe deuteriu are expresia:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{3}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{1/2} + \frac{2}{3}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{3/2} \tag{7}$$

Pentru a obţine explicit expresiile secţiunilor diferenţiale din (6) este necesar a se efectua integrările din expresiile (4) şi (5); integrale ce reprezintă contribuţia diagramelor pătrate. Sub semnul integral se află expresii formate din produsul amplitudinei de difuzie a doi nucleoni în stare intermediară și expresiile pentru două linii de propagare.

$$A_{patr.}(\vec{K}_0;\ \vec{p},\ \vec{K}) = \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \cdot \frac{a(f')}{\left[\alpha^2 + \left(\vec{p} + \frac{\vec{K}_0}{2}\right)^2\right]\left[\alpha^2 + \left(\vec{p} + \frac{\vec{K}}{2}\right)^2\right]}$$

unde

$$f' = \sqrt{\frac{3}{4}(K_0^2 - p^2) - \alpha^2}$$

Pentru $K_0 \gg \alpha$ și $K \gg \alpha$, în punctele $\vec{p} = -\frac{\vec{K}_0}{2}$ și $\vec{p} = -\frac{\vec{K}}{2}$ funcțiile, de sub semnul integral, corespunzătoare liniilor de propagare iau valoarea maximă. În acest punct a(f') depinde slab de p. Deci amplitudinea de interacție nucleon-nucleon $a(f')$ poate fi scoasă de sub integrală în punctul de maximum. În acest caz integrala $A_{patr}(\vec{K}_0;\ \vec{p},\ \vec{K})$ se poate calcula [3] și astfel amplitudinea de împrăștiere elastică a nucleonilor pe deuteriu, pentru $S = \frac{1}{2}$ și respectiv $S = \frac{3}{2}$ în aproximație de impuls pot fi scrise în felul următor:

$$A_{1/2}(K_0, \alpha;\ K, \theta) = \sqrt{2}\,\alpha_t(1 + \alpha_t r_{ot})\left\{\frac{\frac{2}{3}}{\alpha_t^2 + \frac{K_0^2}{4}\left(1 + 8\cos^2\frac{\theta}{2}\right)} + \right.$$

$$\left. + \frac{+3a_s\left(\frac{3}{4}K_0\right) + \frac{1}{3}a_t\left(\frac{3}{4}K_0\right)}{2K_0} \cdot \frac{1}{\sin\frac{\theta}{2}}\left[arctg\,\frac{4\alpha_t K_0 \sin\frac{\theta}{2}}{4\alpha_t^2 - K_0^2\sin^2\frac{\theta}{2}}\right]\right\} \quad (8)$$

$$A_{3/2}(\vec{K}_0, \alpha;\ \vec{K}, \theta) = \sqrt{2}\,\alpha_t(1 + \alpha_t r_{ot})\left\{\frac{\frac{2}{3}}{\alpha_t^2 + \frac{K_0^2}{4}\left(1 + 8\cos^2\frac{\theta}{2}\right)} + \right.$$

$$\left. + \frac{a_t\left(\frac{3}{4}K_0\right)}{2K_0} \cdot \frac{1}{\sin\frac{\theta}{2}}\left[ar\,ctg\,\frac{4\alpha_t K_0 \sin\frac{\theta}{2}}{4\alpha_t^2 - K_0^2\sin^2\frac{\theta}{2}}\right]\right\}$$

unde

$$a_t\left(\frac{3}{4}K_0\right)=\left[\frac{r_{ot}}{2}-\frac{1+\alpha_t r_{ot}}{\alpha_t+i\frac{3}{4}K_0}\right]$$

$$a_s\left(\frac{3}{4}K_0\right)=\left[\frac{r_{os}}{2}-\frac{1+\alpha_s r_{os}}{\alpha_s+i\frac{3}{4}K_0}\right]$$

θ — unghiul de împrăştiere elastic al nucleonilor pe deuteriu.

Introducînd valorile mărimilor α_t, α_s, r_{ot}, r_{os} şi K_0 în expresiile (8) se obţine dependenţa amplitudinilor $A_{1/2}$ şi $A_{3/2}$ de unghiul de împrăştiere θ. Făcînd să varieze unghiul θ între 0° şi 180° şi ţinînd seama de expresiile (6) se determină valorile mărimilor $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{1/2}$ şi $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{3/2}$ Calculele efectuate conduc la concluzia că $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{1/2}\gg\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{3/2}$ ceea ce permitea a scrie expresia secţiunii diferenţiale totale (7) sub forma

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{1}{3}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{1/2} \tag{9}$$

unde $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{1/2}$ se exprimă cu ajutorul primei relaţii din (8).

III. Compararea calculelor cu datele experimentale

Pentru compararea calculelor cu datele experimentale este necesar să se scrie expresia (9) sub forma explicită:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{2}{3}\alpha_t^2(1+\alpha_t r_{ot})^2\left|\frac{\frac{2}{3}}{\alpha_t^2+\frac{K_0^2}{4}\left(1+8\cos^2\frac{\theta}{2}\right)}+\right.$$

$$\left.+\frac{3a_s\left(\frac{3}{4}K_0\right)+\frac{1}{3}a_t\left(\frac{3}{4}K_0\right)}{2K_0}\cdot\frac{1}{\sin\frac{\theta}{2}}\left[\operatorname{arctg}\frac{4\alpha_t K_0\sin\frac{\theta}{2}}{4\alpha_t^2-K_0^2\sin^2\frac{\theta}{2}}\right]\right|^2 \tag{10}$$

După cum s-a precizat la începutul lucrării, expresia (10) conţine contribuţia diagramei de pol şi a diagramei pătratice. Curba teoretică trasată în această aproximaţie este reprezentată pe figura 5 sub formă punctată. Tot pe aceeaşi figură pentru comparare, sînt reprezentate punctele experimentale obţinute în lucrările [7—9]. Se observă că la unghiurile extreme (spre 20° şi spre 180°) calculele teoretice concordă destul de bine cu datele experimentale.

În partea centrală a intervalului, curba teoretică păstrează numai aspectul calitativ; datele teoretice fiind mult mai mari față de cele experimentale.

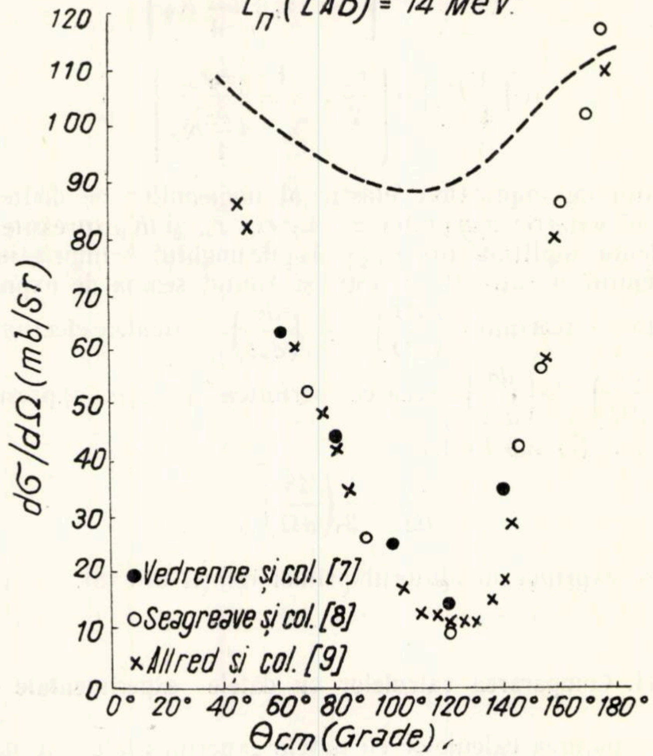

Fig. 5. — Compararea rezultatelor experimentale cu calculul teoretic (curba întreruptă)

Să notăm cu $C_{1/2}(K_0, \theta)$ contribuția diagramelor ce nu au fost luate în considerare la efectuarea calculelor. Acum expresia (10) devine:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{2}{3}\alpha_t^2(1+\alpha_t r_{ot})^2\left|\frac{\frac{2}{3}}{\alpha_t^2+\frac{K_0^2}{4}\left(1+8\cos^2\frac{\theta}{2}\right)}+\frac{3a_s\left(\frac{3}{4}K_0\right)+\frac{1}{3}a_t\left(\frac{3}{4}K_0\right)}{2K_0}\times\right.$$

$$\left.\times\frac{1}{\sin\frac{\theta}{2}}\left[ar\,\mathrm{ctg}\frac{4\alpha_t K_0\sin\frac{\theta}{2}}{4\alpha_t^2-K_0^2\sin^2\frac{\theta}{2}}\right]+C_{1/2}(K_{01}\theta)\right|^2 \tag{11}$$

Acordînd datele teoretice obținute din expresia (11) cu rezultatele experimentale (7—9) și raportînd diferența obținută la valoarea minimă a contribuţiei diagramelor de pol şi pătrate se obţine că $C_{1/2}(K_0, \theta)$ variază între 10% şi 60%. De asemenea, reprezentînd grafic raportul dintre contribuţia diagramelor care dau efectul de difuzie multiplă la contribuţia diagramelor de pol şi pătrate, pentru fiecare unghi de difuzie în parte, se obţin informaţii asupra

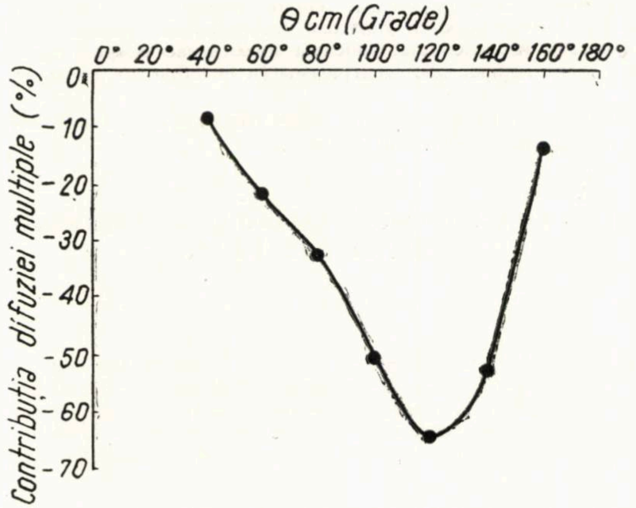

Fig. 6. — Dependenţa de unghi a contribuţiei difuziei multiple

dependenţei unghiulare a corecţiei fig. 6. Din figură se observă dependenţa puternică de unghi a acestei corecţii. Se pare că un calcul extins şi asupra celorlalte diagrame, ce urmează după diagrama pătrată, ar confirma cele de mai sus. Aspectul unei astfel de teorii fiind relativ nou nu a permis efectuarea unor astfel de calcule; astfel de probleme făcînd subiectul de discuţie a unor lucrări de viitor.

Exprim şi pe această cale profunde mulţumiri tovarăşului prof. acad. H. Hulubei pentru încurajarea în abordarea materialului propus, tovarăşului lector Berinde Alexandru pentru discuţiile purtate şi sfaturile preţioase cu privire la redactarea materialului.

BIBLIOGRAFIE

[1] В. В. Комаров, А. М. Попова: Вестник МГУ 5, 18, (1963).
[2] V. V. Komarov, A. M. Popova: Nucl. Phys. 54, 278 (1964).
[3] В. В. Комаров, А. М. Попова: ЖЭТФ 45, 214, (1963).
[4] К. В. Скорняков, К, А. Тер-Мартиросиан: ЖЭТФ 31, 775, (1956).
[5] В. В. Комаров, А. М. Попова: «Нерелятивистская задача трёх и четырёх тел» НИИЯФ МГУ, Москва, 1964 г.
[6] А. М. Попова: Ядерная физика (în curs de publicare).
[7] P. G. Vedremne, D. Blanc et F. Cambou: J. Physique, 24, 801, (1963)
[8] D. Seagrave: Phys-Rev., 97, 751, (1955).
[9] J. C. Allred: A. H. Armstrong, and L. Rosen: Phys-Rev., 91 90, (1953).

РАСЧЕТ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14 МЭВ. НА ДЕЙТЕРОНЕ

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

Методом суммирования диаграмм теории возмущений получено выражение для дифференциального сечения реакции упругого рассеяния нейтронов с энергией 14 мэв. на дейтеронах. Результаты исследований описаны качественно посредством кривой расчёта, принимая во внимание первые две диаграммы (и не обращая внимания на многократное рассеяние).

Для лучшего совпадения результатов необходимо иметь в виду влияние многократного рассеяния на дифференциальное сечение.

LE CALCULE DE LA DIFFUSION ÉLASTIQUE DES NEUTRONS DE 14MeV SUR LE DEUTERIUM

RÉSUMÉ

On calcule la section différentialle de diffusion élastique des neutrons de 14 MeV sur le deutérium par la méthode d'addition des diagrammes nonrélativistes de la théorie des perturbations. Les résultats expérimentaux sont reproduits calitativement par la curbe calculée en tenant compte des deux premieres diagrammes (en negligeant la diffusion multiple). Pour un accord meilleur on doit tenir compte de l'influence de la diffusion multiple.

APROXIMAȚIA ADIABATICĂ APLICATĂ REACȚIEI DE DUBLU STRIPPING

C. M. TEODORESCU

Reacţiile nucleare, procese de ciocniri a unor nuclee ţintă de către particule proiectil, pot fi descrise, în domeniul energiilor joase (1—20 MeV) cu ajutorul a 2 tipuri de mecanisme de reacţie: 1. Mecanismul prin formarea nucleului compus şi 2. Mecanismul interacţiei directe.

De la aceste două mecanisme se ramifică toate variantele şi aproximaţiile de calcul folosite în studiul reacţiilor nucleare în domeniul de energie amintit. Interacţia directă, excluzînd formarea nucleului compus, implică un număr mic de grade de libertate pentru descrierea procesului. Particula incidentă interacţionează numai cu unul sau cîţiva nucleoni ai ţintei, nepierzîndu-şi individualitatea în nucleu. Pornind de la aceste premise se calculează secţiunea eficace diferenţială în care intervine elementul matricii de tranziţie din starea iniţială în starea finală a sistemului:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{(2\pi\hbar^2)^2} M_i M_f \left(\frac{K_f}{K_i}\right) \Sigma \mid T_{fi} \mid^2 \qquad (1)$$

unde M_i şi M_f sînt masele particulelor incidente şi ale particulelor emergente, K_i şi K_f reprezintă impulsul iniţial şi impulsul final. Se sumează după stările finale de spin şi se face o medie pe stările iniţiale.

Evaluarea elementului de matrice T_{fi} se face utilizînd aproximaţia Born. Aproximaţia Born are 2 variante:

a) Aproximaţia Born cu unde plane sau prescurtat PWBA (plane-wave Born approximation). Rezultatele, cu o formă analitică relativ simplă, au în multe cazuri numai un caracter calitativ.

b) Aproximaţia Born cu unde distorsionate, prescurtat DWBA (distorted wave Born approximation) dă o bună concordanţă cu datele experimentale, însă necesită utilizarea calculatoarelor electronice.

Teoria adiabatică este o apromximaţie la DWBA, deci are o poziţie intermediară între cele două aproximaţii Born. Una din principalele condiţii de aplicabilitate a aproximaţiei adiabatice cere ca particulele incidente şi emergente să fie puternic absorbite de nucleu. Acestea avînd un drum liber mijlociu scurt în materia nucleară, procesul de reacţie este localizat la suprafața nucleului. În acest caz putem să considerăm că în timpul reacției, nucleul este ca și înghețat și să neglijăm mișcarea internă a nucleonilor săi.

Evaluînd secțiunea eficace diferențială în aproximația adiabatică se obține următorul rezultat [1]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \sum_{M=-L,\,-L+2}^{L} \frac{2L+1}{4\pi} \cdot \frac{(\mathrm{L}-M)!\,(L+M)!}{[(L-M)!!\,(L+M)!!]^2}\ \mathrm{j}^2_{|M|}(\mathrm{q}R) \tag{2}$$

unde L este transferul de moment cinetic, q este transferul de impuls, iar R este raza nucleului țintă. Așadar, secțiunea eficace este proporțională cu pătratele sau suma pătratelor unor funcții Bessel cilindrice. Cînd L este par, în formulă apar numai funcții de ordin par, cînd L este impar, apar numai funcțiile de ordin impar.

Utilizînd aproximația adiabatică se obțin rezultate analitice destul de simple și care redau, în linii mari, pe cele obținute cu DWBA, fiind aproape întotdeauna superioare celor obținute cu PWBA.

Reacția de stripping constă în smulgerea de către țintă a unei părți din particula incidentă, astfel că particula emergentă este constituită din ceea ce a mai rămas din proiectil. Acest tip de reacție este descris bine de mecanismul interacției directe. Cel mai simplu exemplu de stripping este acela al deuteronului, reacții (d, n) sau (d, p). Un proces mai complex este reacția de dublu stripping, care are loc cu transferul a doi nucleoni pe care îi reține ținta de la proiectil; de exemplu reacțiile: (He^3, n), (He^3, p), (α, d), (t, p).

Regula de selecție a procesului de dublu stripping (t, p) este următoarea:

$$\vec{\mathrm{J}} = \vec{\mathrm{j}} + \vec{L} + \vec{S} \tag{3}$$

unde $\vec{\mathrm{j}}$ este spinul nucleului inițial, $\vec{\mathrm{J}}$ este spinul nucleului final iar $\vec{L} + \vec{\mathrm{S}}$ este transferul total de moment cinetic. În plus, cei 2 neutroni trebuie să fie captați cu $\vec{S} = 0$, în ipoteza că nu există interacție de spin. Deci:

$$\vec{\mathrm{J}} = \vec{\mathrm{j}} + \vec{L} \tag{4}$$

unde $\vec{L}$ este transferul de moment cinetic orbital.

Starea inițială și cea finală au aceeași paritate cînd L este par și au parități opuse cînd L este impar.

Simplul și dublul stripping sînt reacții directe care îndeplinesc condițiile de aplicabilitate a aproximației adiabatice. Particulele incidente: d, t, α sînt puternic absorbite de nuclee iar particulele emergente, în cazul că sînt nucleoni, au un drum liber mijlociu prin materia nucleară care scade destul de repede cu creșterea energiei.

A. Dar [1] aplică aproximația adiabatică reacțiilor de stripping ale deuteronilor (la calcule de distribuții unghiulare) obținînd rezultate superioare acelora obținute cu PWBA.

R. Middleton și D. J. Pullen [2], [3], [4] studiază experimental reacții de dublu stripping (t, p) pe o gamă variantă de nuclee țintă, urmărind distribuţiile unghiulare. Ei îşi interpretează datele utilizînd aproximaţia Born cu unde plane. Deoarece tritonul este o particulă mai puternic absorbită de nucleu decît deuteronul, este de aşteptat ca aproximaţia adiabatică să poată fi aplicată şi în cazul reacţiilor (*t*, *p*), aducînd îmbunătăţirii faţă de PWBA.

În cele ce urmează, pentru o serie de reacţii (*t*, *p*) sînt calculate curbele de distribuţie unghiulară utilizînd aproximaţia adiabatică şi sînt comparate cu datele experimentale şi curbele PWBA obţinute de R. Milddleton şi D. J. Pullen. În calcule sînt folosite aceleaşi raze de interacţie ca şi cele luate de autorii citaţi mai sus.

Reacţia $0^{16}(t, p)\,0^{18}$, $E_t = 10$ MeV, nivel excitat 5,37 MeV, $R = 5{,}5$ fm.

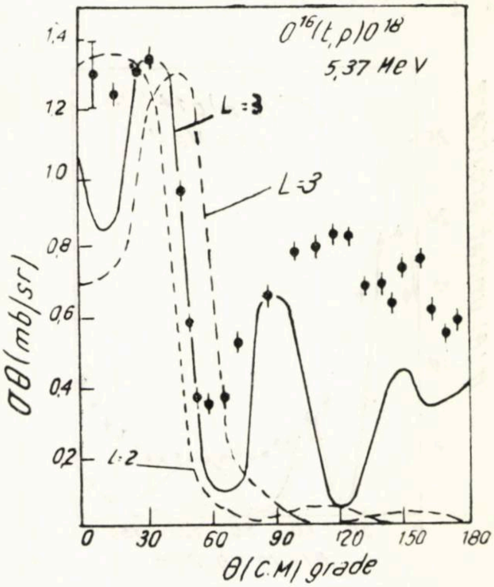

Fig. 1. Reacţia $0^{16}(t, p)0^{18}$ $E_t = 10{,}0$ MeV, $R = 5{,}5$ fm.
Nivelul excitat de 5,37 MeV. Curbele întrerupte sînt calculate cu PWBA. Curba adiabatică este reprezentată continuu

În fig. 1 curbele de distribuţie unghiulară calculate cu aproximaţia adiabatică, sînt reprezentate cu linia continuă, iar curbele PWBA sînt figurate cu linie întreruptă. Curba PWBA indică un transfer de moment cinetic orbital $L = 2$ şi prin urmare, spinul nucleului final va fi $J = 2^{\pm}$. Curba adiabatică corespunzătoare transferului de moment cinetic $L = 3$ (deci $J = 3^{\pm}$) urmăreşte mult mai bine datele experimentale. Deci, în cazul de faţă, aplicarea aproximaţiei adiabatice sugerează altă valoare decît PWBA pentru spinul nivelului de 5,37 MeV al 0^{18}, valoarea 3^{+} rezultînd şi din reacţia $0^{17}(d, p)0^{18}$ [7].

Reacţia C^{12} $(t, p)C^{14}$, $E_t = 11$ MeV, nivel excitat 6,09 MeV, $R = 5{,}5$ fm. Curba teoretică adiabatică este reprezentată cu linie continuă, iar curba PWBA cu linie întreruptă.

R. Middleton şi D. J. Pullen sugerau în acest caz un transfer de moment cinetic $L = 2$ (căruia îi corespunde $J = 2^{+}$). Au fost făcute calcule în aproximaţia adiabatică pentru $L = 0$, $L = 1$ şi $L = 2$. Concordanţa cea mai bună cu punctele experimentale (deşi nu satisfăcătoare) se obţine pentru $L = 1$, adică $J = 1^{\pm}$, curba respectivă fiind arătată în fig. 2. Jaffe şi alţii [5] au găsit aceeaşi valoare $L = 1$ pentru transferul de moment cinetic. Acesta ar putea constitui un argument în plus în favoarea rezultatului obţinut prin aplicarea aproximaţiei adiabatice. În acest caz, problema valorii spinului şi parităţii rămîne deschisă.

În cazul aceleiaşi reacţii, al nivelului excitat de 7,01 MeV al C^{14}, curba adiabatică, reprezentată continuu în fig. 3, indică $L = 3$ ($J = 3^{\pm}$). Folosind teoria PWBA (curba figurată de linie întreruptă) se obţine alt rezultat şi anume $L = 2$. Nici una dintre cele două curbe teoretice nu urmărește prea bine punctele experimentale, astfel că nu se poate decide între cele două valori ale transferului de moment cinetic.

Reacția Ca^{40} (t, p) Ca^{42}, $E_t = 7,2$ MeV, nivelele excitate de 2,42 MeV și 2,75 MeV, R = 7,0 fm.

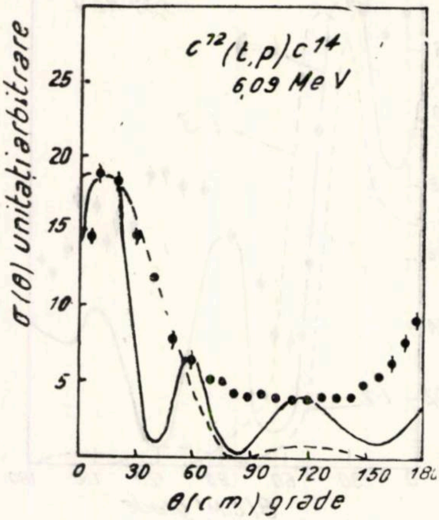

Fig. 2. Reacția $C^{12}(t, p)C^{14}$ $E_t = 11$ MeV, $R = 5,5$ fm. Nivelul excitat de 6,09 MeV. Curba adiabatică este reprezentată continuu, iar cea calculată cu PWBA este reprezentată întrerupt

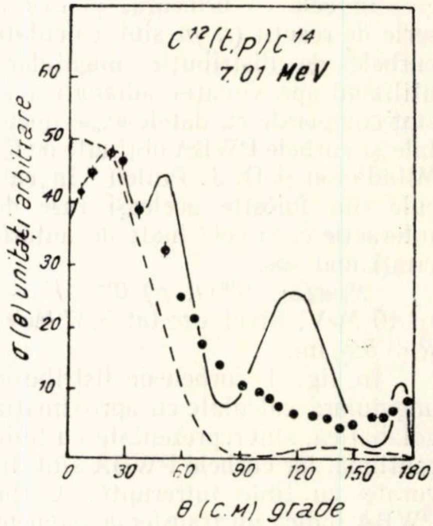

Fig. 3. Reacția $C^{12}(t, p)C^{14}$ $E_t = 11$ MeV, $R = 5,5$ fm. Nivelul excitat de 7,01 MeV. Curba adiabatică este reprezentată continuu, iar cea calculată cu teoria undelor plane este reprezentată întrerupt

Rezultatul aplicării aproximației adiabatice cît și a PWBA ne conduce la aceleași valori pentru transferul de moment cinetic, $L = 2$ pentru nivelul excitat de 2,42 MeV (fig. 4) și $L = 4$ în cazul nivelului de 2,75 MeV (fig. 5). Comparație între cele două curbe teoretice este utilă pentru că scoate în evidență superioritatea curbelor adiabatice reprezentate continuu care urmăresc mult mai bine datele experimentale.

Unele dintre distribuțiile unghiulare experimentale ale lui R. Middleton și D. J. Pullen au fost explicate cu ajutorul teoriei mai exacte, aproximația Born cu unde distorsionate, de către Rook și Mitra [6]. O comparație între curbele obținute de ei și cele calculate cu ajutorul aproximației adiabatice nu este lipsită de interes, ea arătînd gradul de precizie a acesteia din urmă. În fig. 6 și 7 sînt arătate rezultatele acestor calcule, comparate cu datele experimentale, în cazul reacției Ca^{40}(t, p) Ca^{42}. Curba continuă este curba adiabatică iar cea întreruptă este curba DWBA. Între cele 2 tipuri de curbe nu se observă diferențe prea mari, deși curba adiabatică nu este decît o aproximație a curbei DWBA.

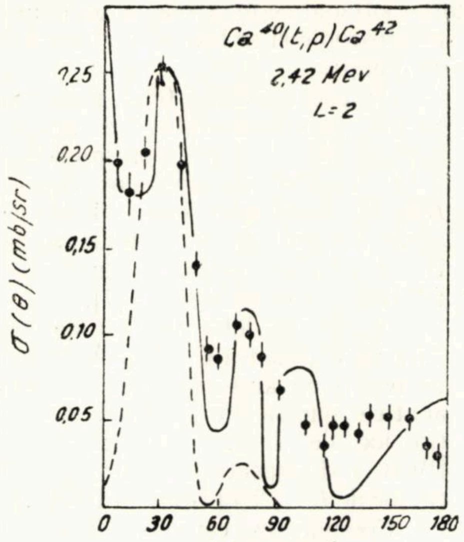

Fig. 4. Reacţia Ca^{40} (t,p) Ca^{42} = E_t 7,2 MeV, R = 7,0 fm. Nivelul excitat de 2,42 MeV. Curba adiabatică este reprezentată continuu, iar cea calculată cu unde plane este reprezentată întrerupt

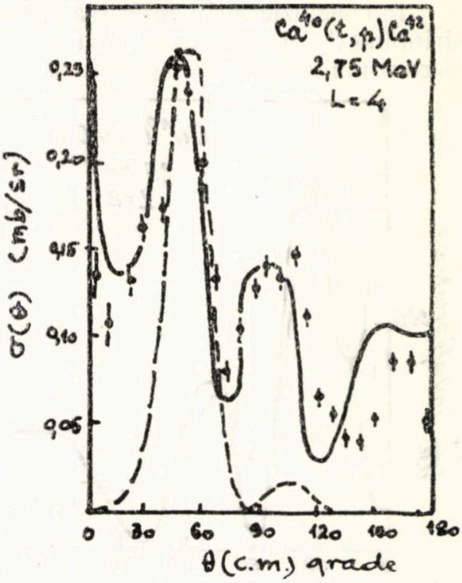

Fig. 5. Reacţia Ca^{40} (t, p)Ca^{42} E_t = 7,2 MeV, R = 7,0 fm. Nivelul excitat de 2,75 MeV. Curba adiabatică este reprezentată continuu, iar cea calculată cu unde plane este reprezentată întrerupt

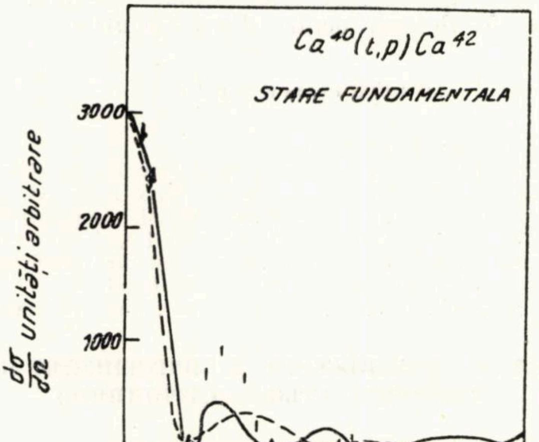

Fig. 6. Reacţia Ca^{40} (t,p) Ca^{42} E_t = 7,2 MeV, R = 5,5 fm. Starea fundamentală. Curbele teoretice calculate cu DWBA sînt reprezentate întrerupt în timp ce curba continuă este cea adiabatică

În concluzie, prin aplicarea aproximaţiei adiabatice unor reacţii de dublu stripping (t, p) se obţin date cu caracter spectroscopic și se face o verificare a mecanismului de desfășurare a acestor reacţii.

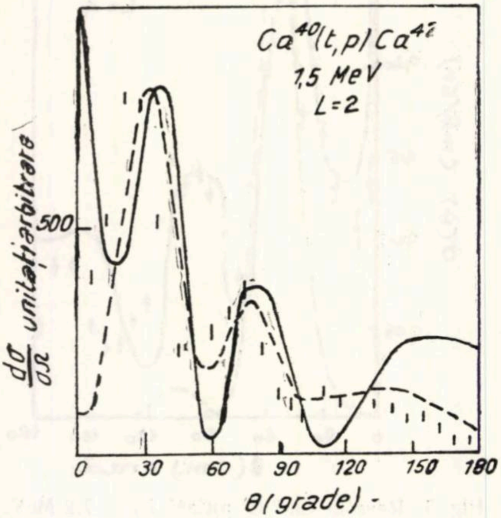

Fig. 7. Reacţia Ca^{40} (t, p)Ca^{42} $E_t = 7{,}2$ MeV, $R = 5{,}5$ fm. Nivelul excitat de 1,5 MeV. Curbele teoretice calculate cu unde distorsionate sînt reprezentate întrerupt, iar curbele adiabatice sînt reprezentate continuu

În cazul reacţiei 0^{16}(t, p) 0^{18} se obţine spinul nivelului excitat de 5,37 MeV, $J = 3^{\pm}$ (corespunzător unui transfer de moment cinetic $L = 3$). Rezultatul este diferit de acela obţinut de R. Middleton și D. J. Pullen (L = 2) utilizînd PWBA și concordant cu [7].

Spinii nivelelor de 6,09 MeV și 7,01 MeV (reacţia C^{12}(t, p) C^{14}) determinaţi cu ajutorul curbelor adiabatice par să fie $J = 1^{\pm}$, $L = 1$ (în loc de $L = 2$ determinat cu PWBA) și respectiv $J = 3^{\pm}$, $L = 3$ (în loc de $L = 2$ obţinut cu PWBA).

Comparaţia care se face în cazul reacţiei Ca^{40}(t, p) Ca^{42} între curbele teoretice adiabatice și acelea calculate utilizînd PWBA și DWBA, subliniază poziţia intermediară a teoriei adiabatice, între cele două aproximaţii. Aproximaţia adiabatică îmbunătăţește rezultatele obţinute cu PWBA și redă, în general, pe cele obţinute, cu DWBA.

Mulţumesc tov. A. Berinde pentru discuţiile utile.

BIBLIOGRAFIE

[1] A. Dar: Nuclear Physics, 2 (1964) 55.
[2] R. Middleton, D. J. Pullen: Nuclear Physics, 51 (1964) 50.
[3] R. Middleton, D. J. Pullen: Nuclear Physics, 51 (1964) 63.
[4] R. Middleton, D. J. Pullen: Nuclear Physic, 51 (1964) 77.
[5] A. A. Jaffe, F. de S. Barros, P. D. Forsyth, J. Muto, I. J. Taylor și S. Ramavataram: Proc. Phys. Soc. 76 (1960) 914.
[6] J. R. Rook, D. Mitra: Nuclear Physics, 51 (1964) 96.
[7] P. Hewka, P. Middletor, J. Wiza: Phys. Lett. 10 (1964) 93.

АДИАБАТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ПРИМЕНЕНИИ К РЕАКЦИИ ДВОЙНОГО СРЫВА (СТРИППИНГ)

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

Применяется адиабатическое приближение для расчёта кривых углового распределения для реакций двойного срыва (стриппинга) типа (*t*, *p*), которые были получены Р. Миддлетонном и Д. Ж. Пуллен. $O^{16}(t, p)$ O^{18}.

Экспериментальные данные для реакции 0^{16} (t, p) 0^{18} хорошо согласуются с адиабатической кривой, соответствующей переносу кинетического момента $L = 3$, что отвечает новому значению $J = 3^{\pm}$ — для спина и чётности возбуждённого уровня 5,37 мэв.

Сравнение теоретических адиабатических кривых в случае реакции Ca^{40} (t, p) Ca^{42} и кривых рассчитанных при помощи приближения *PWBA* и *DWBA* подчёркивает промежуточное положение адиабатической теории между этими двумя приближениями.

THE ADIABATIC APPROXIMATION APPLIED TO THE REACTION OF DOUBLE STRIPPING

ABSTRACT

Angular distribution curves of several double stripping reactions (t, p), obtained by R. Middleton and D. J. Pullen, habe been calculated using adiabatic theory.

In the case of the $O^{16}(t, p)O^{18}$ reaction, the experimental data are well fitted by the adiabatic curve fot the angular momentum transfer $L = 3$, corresponding to a value, $J = 3\pm$ for the spin and parity of the 5,37 MeV excitation level.

The comparison of the theoretical adiabatic curves with those calculated in the PWBA and DWBA for the $Ca^{40}(t, p)Ca^{42}$ reacţion, pointed out the intermediate position of the adiabatic theory between these two Born approximation.

PARAMETRI ŞI FORŢE INTERMOLECULARE ÎN MEDII LICHIDE ULTRASONATE (METODA CELULARĂ MIXTĂ)

I. C. PETREA

Studiul propagării ultrasunetelor şi, în funcţie de aceasta, studiul anumitor parametri fizico-mecanici relevaţi prin intermediul cîmpului ultraacustic, contribuie la elaborarea unor teorii microfizice de importanţă esenţială pentru fundamentarea teoriei stării lichide.

În cele ce urmează sînt expuse cîteva din aspectele mai imporante ale teoriei stării şi structurii sistemelor lichide binare, tratîndu-se pe baza metodelor teoretico-experimentale ale ultraacusticei moleculare unele probleme prezentînd interes în sensul elucidării unor fapte de laborator de dată recentă. Este expusă totodată metoda celulară combinată, aplicabilă sistemelor mixte.

* * *

Abordarea problemelor privind structura lichidelor pure sau a amestecurilor lichide, se soldează uneori cu rezultate teoretice de valoare incertă, datorită printre altele şi faptului că una din premizele fundamentale ale studiilor întreprinse în această direcţie, se identifică cu acceptarea conceptului aşa-numitei ordini apropiate, caracteristică dispunerii reciproce a moleculelor lichidului examinat.

Mişcarea moleculelor individuale în mediile lichide nu poate fi considerată independentă de starea de mişcare a altor molecule, aşa cum se consideră în faze şi, nici nu poate fi diferenţiată pe tipuri independente de oscilaţie, ca în cazul moleculelor de corp solid. Comportarea şi proprietăţile fizice ale lichidului sînt subordonate din astfel de considerente unei legităţi caracteristice.

Ecuaţia de stare şi fenomenele de transport în lichide îşi găsesc explicaţii suficient de convingătoare, atunci cînd în interpretarea lor sînt luate în consideraţie forţele intermoleculare. Totodată, determinarea tipului interacţiilor înlesneşte stabilirea ecuaţiei de stare şi obţinerea coeficienţilor de transport.

Descrierea mai multor procese echilibrate sau neechilibrate conduce, în cele din urmă, la delimitarea diferitelor grupe de fenomene şi la explicarea corelată a interdependenţelor molecular-cinetice caracteristice acestora.

Metodele mecanicei statistice, aplicate sistemelor echilibrate, oferă posibilitatea obţinerii unei ecuaţii de stare a lichidelor mai riguroasă şi relativ intuitivă.

Una dintre aceste metode cunoscută în teoria statistică sub numele de metoda sumei statistice Z_N introduce în estimările cantitative intermediate de ecuaţia de stare, suma mărimilor de forma

$$\exp\ [-E_i/KT], \qquad (\mathrm{i} = 1, 2, ...)$$

prin care sînt luate în consideraţie, la o temperatură T, toate stările energetice E_i ale sistemului de N molecule. Ecuaţia de stare îmbracă în acest caz forma

$$p = kT\left(\frac{\partial \ln Z_n}{\partial V}\right)_T \tag{1}$$

şi poate fi folosită numai atunci cînd forţele intermoleculare nu depind de unghiurile de valentă.

Dacă potenţialele de interacţie moleculară $\varphi(r)$ au simetrie sferică, ecuaţia de stare se exprimă prin introducerea funcţiei de distribuţie radială $g(r)$ care se alege în aşa fel încît numărul perechilor de molecule aflat la distanţa r una de alta să fie

$$\frac{N^2}{2V} g(r)\, 4\pi r^2 \mathrm{d}r$$

Metoda bazată pe folosirea funcţiei de distribuţie radială $g(r)$ conduce la ecuaţia de stare

$$pV = KNT - \frac{2\pi N^2}{3}\int g(r)\,\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}r}\, r^3 \mathrm{d}r \tag{2}$$

Ambele metode duc la ecuaţii de stare cu coeficienţi de virial. Mişcarea moleculelor în spaţiul de fază îşi găseşte o exprimare cantitativă în ecuaţiile mişcării

$$\frac{\mathrm{d}r_j}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial H}{\partial p_j}, \quad \frac{\mathrm{d}p_j}{\mathrm{d}t} = -\frac{\partial H}{\partial r_j} \tag{3}$$

unde

$$H = \frac{1}{2m}\Sigma p_j^2 + \Phi + \Omega \tag{4}$$

este funcţia lui Hamilton; reprezentarea energiei sistemului de particule prin funcţia lui Hamilton ţine seama de timp (t), de masa m a unei particule, de impulsul p precum şi de potenţialele Φ şi Ω. Introducerea potenţialului Φ ilustrează faptul că interacţiunea a două particule date este presupusă independentă de prezenţa celorlalte şi deci energia potenţială de interacţiune a sistemului de particule este suma energiilor potenţiale ale tuturor perechilor:

$$\Phi = \sum_{j>k}^{N}\sum_{k=1}^{N-1}\varphi_{jk} \tag{5}$$

Potenţialul Ω apare în expresia funcţiei lui Hamilton spre a indica astfel că în cazul unui sistem de particule aflat într-un recipient cu pereţi impermeabil aceştia din urmă exercită influenţe asupra particulelor din imediata lor vecinătate.

În ecuaţiile de mişcare, r_j şi p_j sînt considerate coordonate carteziene într-un spaţiu de fază multidimensional. Stările momentane ale particulelor sînt reprezentate în spaţiul de fază prin puncte, iar mişcarea particulelor este figurată de traectoriile de fază.

Metoda celulară şi o extensie a teoremei stărilor corespondente

Studiul diferitelor aspecte ale problemei variaţiei vitezei de propagare a ultrasunetelor în lichide, constituite în sisteme binare sau ternare, permite obţinerea unor date şi informaţii preţioase privind forţele intermoleculare şi estimarea acestora în funcţie de starea fizică a mediului examinat. O problemă particulară importantă, o constituie studierea efectelor propagării undelor ultrasonore asupra forţelor intermoleculare şi a ordinei structurale fizice specifice amestecurilor lichide. În sprijinul investigaţiilor întreprinse vin două teorii ale soluţiilor elaborate de I. Prigogine împreună cu colaboratorii săi [1]. Prima dintre teorii are la bază aşa numita metodă celulară, iar cea de a doua este o extensie a teoremei stărilor corespondente. Şi una şi alta sînt susceptibile de dezvoltări care le fac mai eficiente în abordarea unor probleme de teoria stării lichide.

Viteza de propagare a undelor ultrasonore este în mod esenţial legată de compresibilitatea adiabatică a sistemului ultrasonat. Una din primele constatări experimentale făcute în acest caz, indică evidenta proporţionalitate dintre compresibilitate şi volumul mediului studiat.

Datele experimentale arată că efectele de ordin structural intim influenţează la rîndul lor, în limite sensibile, viteza de propagare a ultrasunetelor fie în sensul creşterii, fie al micşorării ei. Explicaţia acestor influenţe mutuale poate fi schematizată în următoarele etape interdependent eşalonate: ultrasonare, restructurare la nivelul moleculelor, variaţie a vitezei de propagare a ultrasunetului ca efect al restructurării.

Sînt cunoscute unele încercări de stabilire a unor relaţii cantitative între diferiţii parametrii caracteristici proceselor ce au loc în asemenea cazuri dar clasificările empirice bazate exclusiv pe studierea alurei curbelor vitezei de propagare a ultrasunetului sau a compresibilităţii în funcţie de compoziţia sistemelor ultrasonate, n-au dus la interpretări şi rezultate convingătoare. Viteza de propagare a ultrasunetului este strîns legată pe lîngă compresibilitatea adiabatică şi de masa moleculelor mediului. În cazul unor medii constituite din două sau mai multe lichide metoda lui Lennard — Jones şi Devonshire, valabilă numai pentru lichide pure, nu mai poate fi aplicată din considerente teoretice, decît sub forma metodei generalizate la soluţii de către I. Prigogine şi colaboratorii săi. Metoda lui Prigogine permite stabilirea unei legături între forţele moleculare şi mărimile termodinamice; totodată, este reliefată influenţa nivelului interacţiunilor şi a mărimii moleculelor sau a structurilor super-moleculare asupra legităţilor exprimînd interdependenţele studiate. [2]

Metoda celulară foloseşte un model celular aplicabil numai moleculelor simple. Cu ajutorul modelului celular nu este posibilă studierea comportării fizice a sistemelor asociate sau dipolare, deoarece chiar premizele de bază ale metodei nu permit acest lucru. Teoria celulară are totuşi meritul de a fi scos în evidenţă faptul că variaţia compresibilităţii unui amestec lichid şi deci şi a vitezei ultrasunetului, în cazul ultrasonării amestecului, este dependentă de volum.

Se confirmă experimental că o soluţie dilatată, devine mai compresibilă şi se constată, legat de aceasta, o micşorare a vitezei cu care se propagă ultrasunetul în soluţie. O asemenea constatare pare să arunce o punte de legătură între variaţia vitezei ultrasunetelor şi forţele intermoleculare din sistemul cercetat. Problema aceasta este încă controversată, aşa cum rezultă din unele lucrări teoretice în care se susţine că în cazul moleculelor nepolare de aceiaşi mărime ar trebui să ne aşteptăm la o contracţie a sistemului ultrasonat, în timp ce efectul ar fi invers — dilatare, dacă moleculele sistemului diferă cît de puţin ca mărime. Viteza trebuie să fie aşa dar mai mică în sistemele a căror comportare anormală s-ar datora în primul rînd diferenţelor dimensionale ale moleculelor partenerilor sistemului.

Masa şi dimensiunile diferite ale moleculelor antrenează o sporire a dezordinei în dispunerea reciprocă a acestora şi influenţează propagarea undelor ultrasonore în sistem. Unei dilatări îi corespunde o mărire a distanţelor intermoleculare, precum şi o creştere a duratei dintre ciocnirile consecutive ale moleculelor. O micşorare a distanţelor intermoleculare determină pe de altă parte nu numai creşterea vitezei de propagare a ultrasunetului în sistem ci şi o modificare a forţelor intermoleculare.

O altă teorie a soluţiilor a fost elaborată de I. Prigogine, A. Bellemans şi A. Englert-Chwoles prin extinderea teoremei stărilor corespondente. Această teorie permite eliminarea unora dintre aproximaţiile inerente teoriei celulare. Confruntarea rezultatelor obţinute pe baza teoriilor citate şi concordanţele constatate asigură o tratare care pornind de la premise aparţinînd ambelor teorii conduce la concluzii edificatoare în privinţa structurilor amestecurilor lichide.

J. P. Poupko, calculînd valorile unor parametri fizico-mecanici specifici proceselor la care ne referim a obţinut rezultate satisfăcătoare în raport cu rezultatele obţinute în baza teoriei celulare.

Modelul celular mixt al sistemelor binare

Extinderea teoriei celulare prin intuirea unui model celular cu aplicaţii la soluţii, permite legarea anumitor proprietăţi termodinamice ale amestecurilor lichide de natura forţelor intermoleculare. Cu ajutorul modelului celular mixt prezentat aici se poate arăta că diferenţele dimensionale şi de interacţie moleculară îşi găsesc o ilustrare în înseşi abaterile de la legile soluţiilor perfecte. Aceste abateri pot fi calculate cu ajutorul mărimilor de exces.

Prin definiţie o mărime de exces Y_e se exprimă în funcţie de mărimea oarecare Y şi mărimea ideală Y_0 prin relaţia:

$$Y_e = Y - Y_0 \tag{6}$$

Dacă, de exemplu, este vorba de volumul V al unui amestec binar în care volumele partenerilor sînt V_A şi V_B iar fracţiile de volum X_A şi X_B volumul de exces V_e se va exprima conform relaţiei de definiţie prin relaţia:

$$V_e = V - V_0 = V - (X_A V_A + X_B V_B) \tag{7}$$

unde V_0 este volumul ideal al sistemului binar considerat.

La fel se va exprima pornind de la considerente clasice şi folosind relaţia mărimilor de exces, compresibilitatea de exces

$$\beta_e = \beta - \beta_0 = \beta - \frac{X_A V_A}{X_A V_A + X_B V_B}\beta_A - \frac{X_B V_B}{X_A V_A + X_B V_B}\beta_B, \tag{8}$$

în care mărimile cu indici se referă la componenţii A şi B. O interpretare microfizică a mărimilor macroscopice caracterizînd un sistem binar, de pildă C_2H_5OH-H_2O, comportă luarea în consideraţie a energiei de interacţie a moleculelor sistemului în cazul diferitelor tipuri de interacţie

$$A \rightleftarrows A, \qquad A \rightleftarrows B \quad \text{şi} \quad B \rightleftarrows B$$

În acest caz integrala de configuraţie celulară

$$\Phi = \int e^{-\frac{w(r) - w(0)}{kT}} \cdot 4\pi r^2 dr \tag{9}$$

se complică deoarece pentru cîmpul celular w al moleculelor trebuie avută în vedere necesitatea introducerii unui parametru coordinativ legat de fiecare din cele două tipuri de molecule A şi B. O soluţie simplificatoare presupune introducerea în calcule a unui cîmp celular mediu $\bar{w}$.

În cazul indicat şi relaţia energiei de interacţie a moleculelor suferă modificări survenite odată cu schimbarea coordonatelor ε^* şi r^* ale potenţialului minim.

Energia de interacţie, după Lennard-Jones, se exprimă prin relaţia

$$\varepsilon(r) = \varepsilon^* \left[\left(\frac{r^*}{r}\right)^{12} - 2\left(\frac{r^*}{r}\right)^6\right] \tag{10}$$

unde ε^* este energia potenţială minimă corespunzătoare unei distanţe intermoleculare r^*.

Calculul energiei potenţiale a sistemului binar comportă din considerente de aditivitate admiterea unei relaţii de forma:

$$\varepsilon(r_1, r_2, r_3) = \sum_{i=1}^{3} \varepsilon_i \tag{11}$$

care include termenii referitori la cele trei tipuri de interacţiune menţionate mai înainte.

Pentru a se evita complicarea rezultatului obţinut prin calculul indicat se admite o ipoteză simplificatoare potrivit căreia $w(r)$ — cîmpul unei particule situate la distanţa r de centrul celulei — poate fi asimilat cu o groapa de potenţial de formă pătratică avînd peste tot aceeaşi valoare $w(0)$ ca în cazul $r = 0$, cînd particula s-ar afla în centrul celulei.

Cu această aproximaţie contribuţia la integrala de configuraţie devine

$$\Phi_0 = \int_0^{\frac{\overline{a}-\overline{\sigma}}{2}} r^2 dr = \frac{\pi}{6} (\overline{a} - \overline{\sigma})^3 \tag{12}$$

şi se exprimă cu ajutorul parametrilor $\overline{a}$ şi $\overline{\sigma}$ raza medie a celulei şi respectiv diametrul mediu de ciocnire a două molecule.

Se poate calcula energia liberă configuraţională F_0 ţinînd seama de volumul v al unei molecule şi de volumul v^*, numit caracteristic şi definit prin relaţia

$$v^* = \frac{(r^*)^3}{\gamma} \tag{13}$$

în care $\gamma = \sqrt{2}$ este un parametru caracteristic reţelei cubice cvasicristaline cu feţe centrate.

Se demonstrează următoarea expresie a energiei libere configuraţionale:

$$F_0 = -NKT\left\{3 \lg\left[1 - \left(\frac{a}{2}\right)^{1/6}\right] + \lg \frac{\pi}{6} \gamma v - \frac{W}{KT} (a\alpha^2 - b\alpha)\right\}. \tag{14}$$

În această relaţie avem $W = z \mid \varepsilon^* \mid$ şi $\alpha \cong 0{,}95$; parametrul z reprezintă numărul de coordinaţie care se identifică cu numărul moleculelor limitrofe unei molecule din reţea.

Cunoaşterea valorii mărimii F_0 facilitează estimarea valorii presiunii p şi stabilirea ecuaţiei de stare a amestecului binar căruia i s-a ataşat modelul celular mixt:

$$p = \frac{kT}{V}\left\{\left[1 - \left(\frac{a}{2}\right)^{1/6}\right)^{-1} - 2 \frac{W}{KT} a\alpha\left(\frac{b}{2a} - \alpha\right)\right\} \tag{15}$$

(b — corespondentul lui a pentru moleculele B)

De aici, se obţine compresibilitatea izotermică

$$\beta_T = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T = \frac{v^* a^{-1/2}}{KT}\left[\frac{(a/2)^{1/6}}{3\left[1 - \left(\frac{a}{2}\right)^{1/6}\right]^2} + 2\alpha \frac{W}{KT}(4a\alpha - b)\right]^{-1}. \tag{16}$$

Dată fiind structura relativ lacunară a sistemului lichid cu doi parteneri compresibilitatea calculată cu ajutorul modelului celular combinat va fi mai mare decît compresibilitatea rezultată din calculul bazat pe modelul celular simplu. De aici se conchide că forţele intermoleculare sînt mai mici în cazul tratat. O verificare experimentală a acestei concluzii, în cazul sistemului binar C_2H_5OH-H_2O, s-a făcut studiind variaţia vitezei de propagare a ultrasunetelor în funcţie de concentraţia şi temperatura sistemului [3] şi avînd în vedere modelul de lichid cu structură cvasicristalină a lui B. Kudreavţev [4] şi formula sa

$$c^2 = \frac{\varphi(r)}{r \cdot \rho} \qquad (17)$$

Cunoscînd viteza c şi densitatea ρ a mediului ultrasonat devine posibilă determinarea potenţialelor de interacţie $\varphi(r)$ şi implicit estimarea forţelor intermoleculare derivate din aceste potenţiale. O confirmare a rezultatelor obţinute comportă cunoaşterea valorii raportului β_T/β şi stabilirea valorii mărimii β din relaţia: $c = (\rho\beta)^{-1/2}$ cînd se cunosc, din experienţă, viteza c şi densitatea ρ.

BIBLIOGRAFIE

1. O. Prigogine, A. Bellemans: Far. Soc. Disc, 15, 80, 1953.
2. I. Prigogine, V. Mathot: J. Chem Phys. 20, 49, 1952.
3. I. C. Petrea: Dizertaţie de candidat în ştiinţe fizico-matematice, Moscova, 1963.
4. B. B. Kudreavţev: Dissertaţia, MHTI im. Mendeleeva: 1945.

ПАРАМЕТРЫ И МЕЖДУМОЛЕКУЛЯРНЫЕ СИЛЫ В ЖИДКОЙ СРЕДЕ УЛЬТРАЗВУКА

(смешанный клеточный метод)

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

Смешанный клеточный метод является расширением клеточной теории жидкостей и основывается на клеточной модели, которая применяется в бинарных системах. Этот метод разрешает структурное-термодинамическое исследование некоторых объединённых систем.

PARAMÉTRES ET FORCES INTERMOLÉCULAIRES DANS LES MILIEUX LIQUIDES ULTRASÔN (MÉTHODE CELULAIRE MIXTE)

RÉSUMÉ

La méthode cellulaire mixte presentée dans ce travail est une extension de la théorie cellulaire des liquides et se base sur un modele cellulaire applicable aux systèmes binaires; elle permet l'étude structurele-thermodynamique de certain systémes associés.

STUDIUL SPECTRELOR DE ABSORPȚIE ÎN INFRAROȘU ALE UNOR AMESTECURI DE CICLOHEXANONĂ

LIDIA TITRATU-MOLDOVAN

În literatura universală există date cu privire la comportarea intensităților unor linii de absorpție în infraroșu în cazul a o serie de amestecuri binare, în funcție de concentrație.

V. M. Pivovarov, S. Bobovici [1] și V. M. Pivovarov, I. D. Kislovschi [2] au efectuat o cercetare sistematică a variației intensității liniilor de difuzie combinată într-o serie de amestecuri binare lichide: acetonă + tetraclorură de carbon, acetonă + benzen, benzen + cloroform etc., observînd anomalii care sînt mai mici în cazul liniilor polarizate decît în cazul celor nepolarizate. Ceea ce atrage atenția este faptul că variațiile intensității de la proporționalitate ale liniilor fiecărui component, sînt în special neregulate, atunci cînd unul dintre componenți este cloroformul. Ei au încercat să explice aceste anomalii cu ajutorul asocierii moleculelor în soluție.

Observații de același gen cu cele menționate mai sus se mai găsesc în literatură și pentru alte tipuri de amestecuri de substanțe. Astfel Dadieu și Kohlrausch [3] studiind variația intensității liniilor Raman ale diferitelor substanțe dizolvate într-o serie de solvenți, au descoperit că una dintre liniile acidului acetic se comportă diferit în amestecurile acestor molecule cu eter, benzen, alcool etilic și apă. Variațiile intensității unor linii în spectrele lichidelor polare capabile de asocieri, sînt confirmate într-o serie de lucrări ulterioare [4], [5], [6], [7], [8], [9].

Un caracter mai puțin precis însă îl au datele referitoare la comportarea spectrelor substanțelor nepolare și slab polare. Astfel de exemplu conform celor afirmate de Hanle și F. Heidenreich [10] în amestecul benzen + dioxan, intensitatea relativă a liniei 840 cm^{-1} a benzenului în domeniul micilor concentrații de benzen, descrește mai lent decît concentrația. Însă cum a arătat M. M. Sușcinscaia în [11] anomalia remarcată mai sus, după cîte se pare e numai aparentă și se explică prin suprapunerea parțială a liniei 837 cm^{1} a dioxanului peste linia 849 cm^{-1} a benzenului.

G. Michel în lucrarea sa în acest sens [12) a studiat anumite linii ale tetraclorurii de carbon, ale benzenului, cloroformului și a acidului acetic, pornind de la premisa nefondată că aceeași substanță se comportă la fel în diverși solvenți.

Datele din literatură cu privire la comportarea intensităților în funcție de concentrație sînt greu de interpretat și din cauză că în majoritatea lucrărilor nu sînt indicate condițiile în care se obțineau spectrele. De aceea nu se poate trage o concluzie bine definită dacă anomaliile sînt legate de variațiile intensității totale sau de variația intensității maxime a bandelor.

Pentru a lămuri unele aspecte ale problemei variației absorpției în funcție de concentrație și abaterilor de la legea de proporționalitate (legea lui Lambert-Beer) s-a reluat studiul absorpției în infraroșu a unor amestecuri de lichide binare și anume: ciclohexanona + cloroform și ciclohexanona + tetraclorura de carbon.

Spectrele de absorpție în infraroșu s-au obținut cu ajutorul spectrofotometrului U.R. 10 (Zeiss). Pentru obținerea rezultatelor mai evidente, în prealabil s-au înregistrat în aceleași condițiuni de experimentare spectrele fiecăreia din substanțele intrate în amestecuri.

Amintim că în conformitate cu legea Lambert-Beer:

$$\varepsilon = \frac{1}{c \cdot x} \log \frac{I_0}{I}$$

în care ε este coeficientul molecular de extincție, I_0 este intensitatea fascicolului paralel de radiații înainte de a pătrunde în materialul absorbant, iar I este intensitatea fascicolului care a străbătut un strat de grosime x din acest material; c — concentrația.

Studiind amestecurile mai sus amintite s-au obținut curbele care dau spectrele de absorpție ale acestor amestecuri între vizibil și 11,5 μ, adică în număr de undă pe centimetru, între aproximativ 3380 cm^{-1} și 870 cm^{-1}. În figurile 1 și 2 sînt arătate două exemple de spectre de absorpție, obținute la

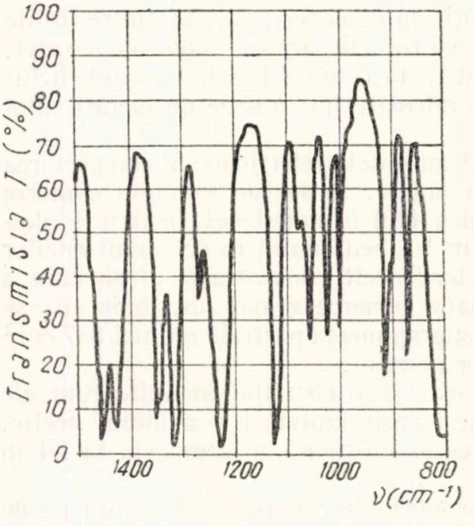

Fig. 1. — Spectrul ciclohexanonei în cloroform pentru concentrația de 3,86 mol/l

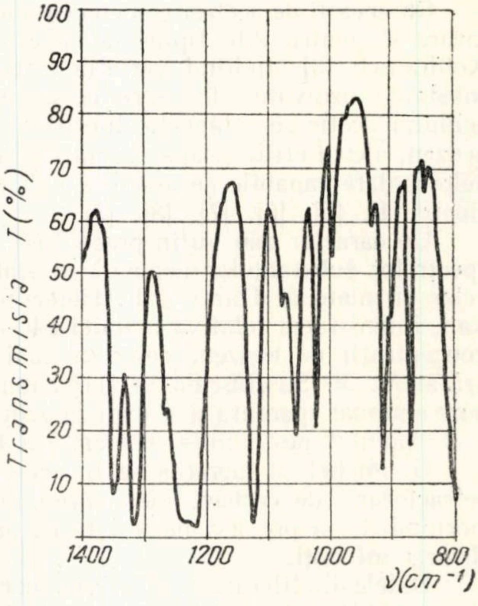

Fig. 2. — Spectrul ciclohexanonei în tetraclorură de carbon pentru concentrația de 3,85 mol/l

concentrația de 3,86 mol/l în cazul ciclohexanonei în cloroform și respectiv în tetraclorură de carbon, între 800 cm^{-1} și 1 400 cm^{-1}.

Curbele obținute prin înregistrare reprezintă în funcție de numărul de undă pe centimetru, transmisia stratului de substanță cercetat. Cunoscînd grosimea stratului și concentrația fiecăruia dintre componenți în amestec, s-au calculat coeficienții de extincție în domeniile de absorpție interesante.

Dacă legea lui Beer se aplică amestecurilor studiate, ε trebuie să fie constant pentru o lungime de undă dată. Experiența arată că aceasta nu se verifică după cum reiese din examinarea curbelor din fig. 3 și 4.

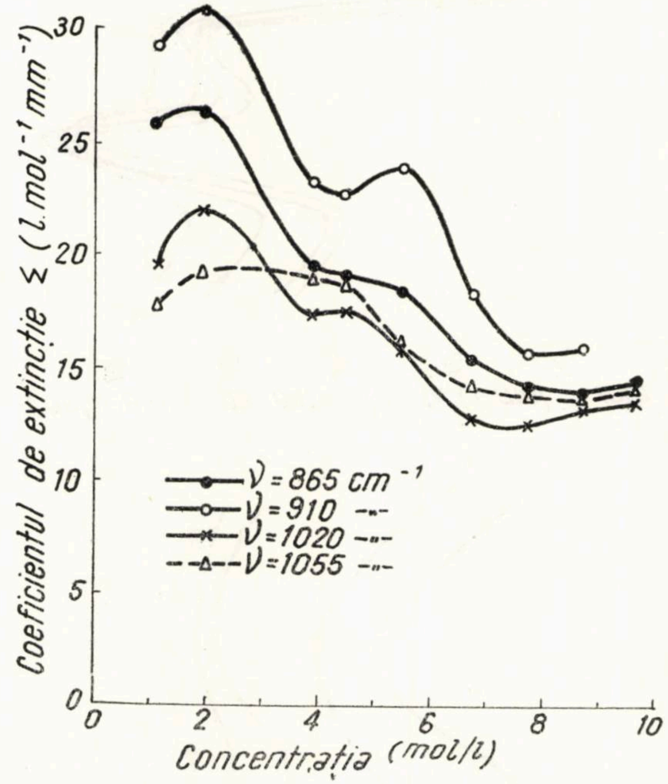

Fig. 3. — Variația cu concentrat a coeficientului de extincție ε a ciclohexanonei în cloroform

În aceste grafice a fost reprezentată, pentru diferite bande de absorpție, la amestecurile studiate, variația coeficientului de extincție ε în funcție de concentrația în amestec a componentei căreia îi corespunde banda de absorpție respectivă. Variația lui ε cu lungimea de undă a diferitelor concentrații ale ciclohexanonei în amestec cu cloroform și respectiv tetraclorură de carbon este reprezentată în fig. 5 și 6.

S-au ales bandele: 865, 910, 1 020, 1 055, 1350 și 1 430 cm^{-1} și anume acelea care nu coincid cu niciuna dintre bandele de absorpție ale celeilalte com-

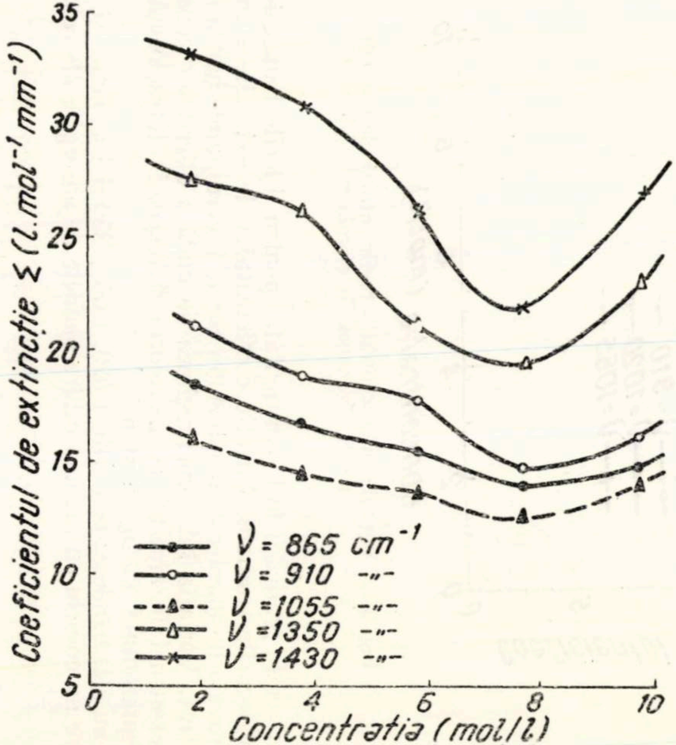

Fig. 4. — La fel ca în fig. 3 pentru ciclohexanonă în tetraclorură de carbon

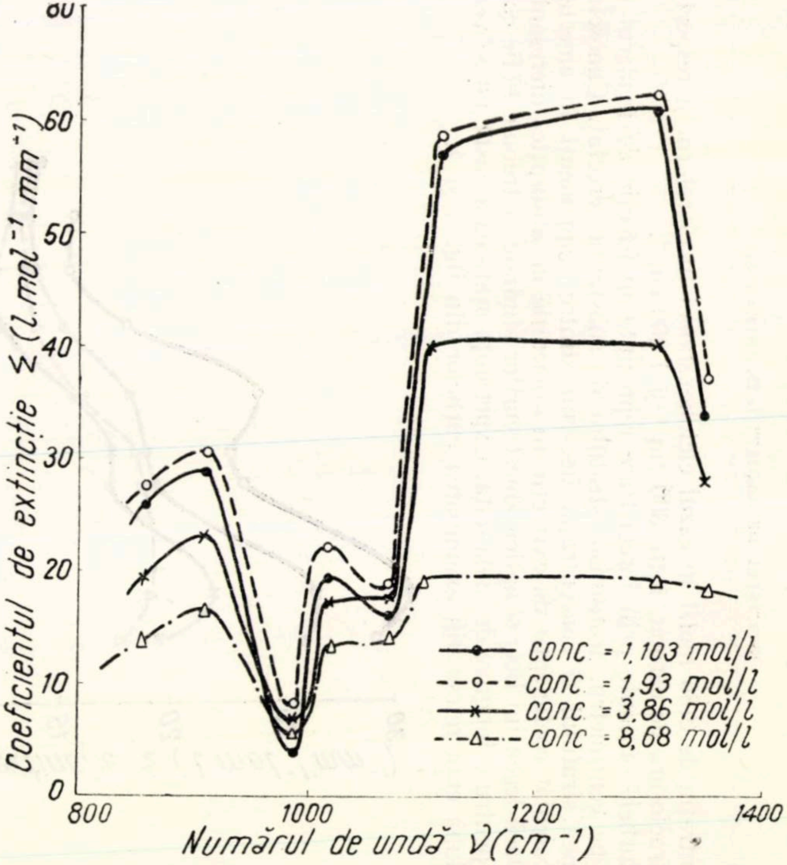

Fig. 5. — Variația cu numărul de undă a lui ε pentru ciclohexanonă în cloroform

ponente. La toate aceste bande se observă o variaţie anomală a maximului absorpţie cu concentraţia, intensitatea scăzînd mult mai încet decît o cere legea lui Lambert-Beer. Variaţia valorilor coeficientului de extincţie ε_{max} cu concentraţia pentru bandele menţionate, în contradicţie cu ipoteza care stă la baza legii lui Beer, dovedeşte că în toate aceste cazuri, această lege nu poate fi aplicată. Din observarea acestor grafice se constată că pentru unele bande de absorpţie ale ciclohexanonei în amestec, atît cu cloroformul cît şi cu tetraclorura de carbon, coeficientul de extincţie trece printr-un minim. Banda de la 910 cm ^{1} a ciclohexanonei în cloroform prezintă şi două maxime ale coeficientului de extincţie în amestecul de 0,19 moli ciclohexanonă pentru un mol cloroform (conc: 1,93 mol/l) cît şi în amestecul de 1 mol ciclohexanonă pe un mol cloroform ceea ce corespunde concentraţiei de 5,445 mol/l. Aceeaşi bandă a ciclohexanonei în tetraclorură de carbon nu prezintă decît un minim în amestecul de 10 moli ciclohexanonă pentru un mol de tetraclorură de carbon (conc: 7,72 mol/l). Se constată că în acest amestec şi celelalte bande prezintă un minim la aceeaşi concentraţie de 7,72 mol/l.

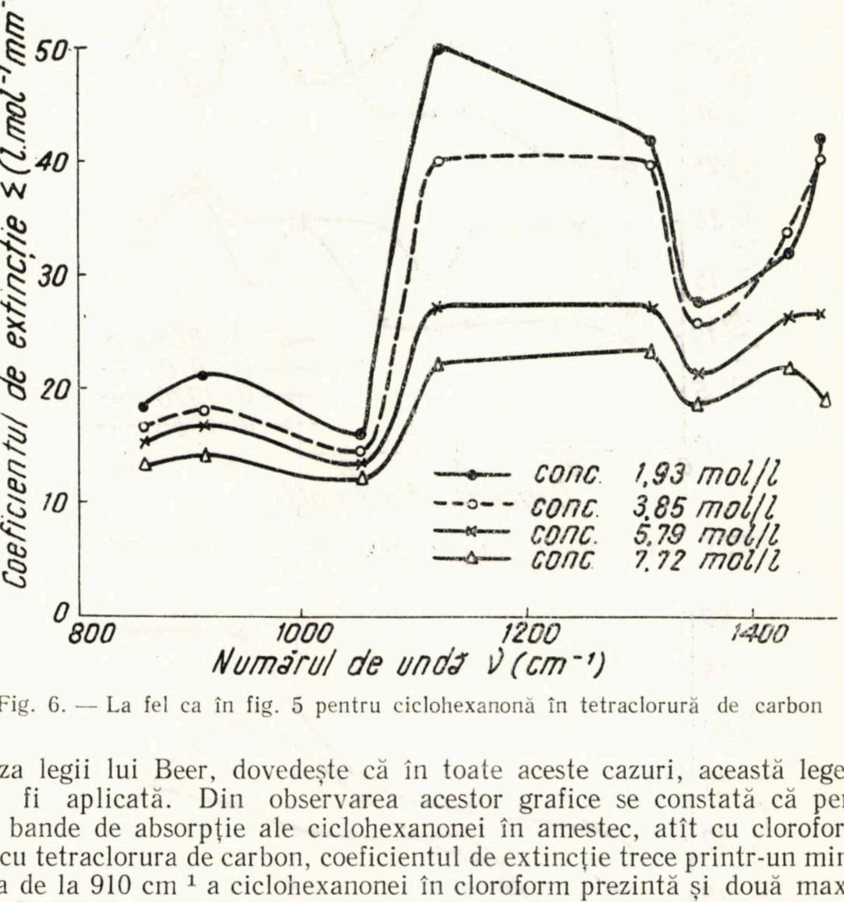

Fig. 6. — La fel ca în fig. 5 pentru ciclohexanonă în tetraclorură de carbon

O mărime care uneori exprimă mai bine decît valoarea coeficientului de extincţie maxim, unele influenţe ale solventului asupra absorpţiei în anumite bande, este lărgimea medie $\Delta\nu_{1/2}$ a bandei, adică lărgimea bandei (în cm^{-1}), pentru o valoare a coeficientului de extincţie egală cu jumătatea maximului. Graficele din fig. 7 şi 8 reprezintă variaţia cu concentraţia a valorii $\Delta\nu_{1/2}$

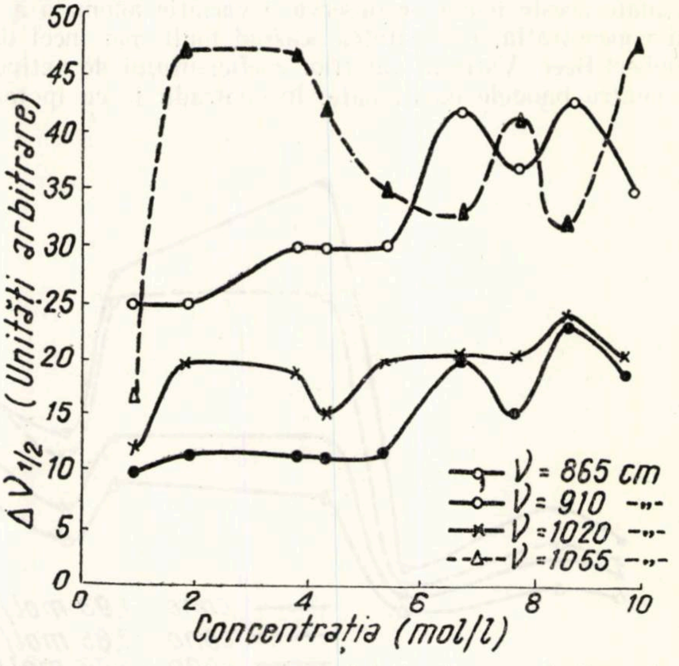

Fig. 7. — Variația lui $\Delta\nu_{1/2}$ în funcție de concentrație pentru ciclohexanonă în cloroform

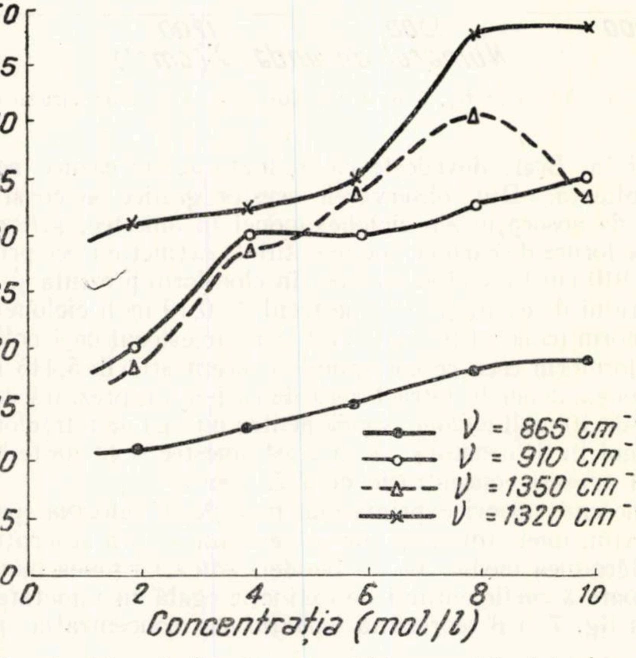

Fig. 8. — La fel ca în fig. 7 pentru ciclohexanonă în tetraclorură de carbon

în cazul soluțiilor de ciclohexanonă + cloroform și respectiv ciclohexanonă + tetraclorură de carbon.

Din grafice rezultă că în cazul amestecului coclohexanonei cu cloroform (fig. 7) $\Delta\nu_{1/2}$ trece prin maxim în cazul bandelor 865, 990 și 1 020 cm^{-1}, în

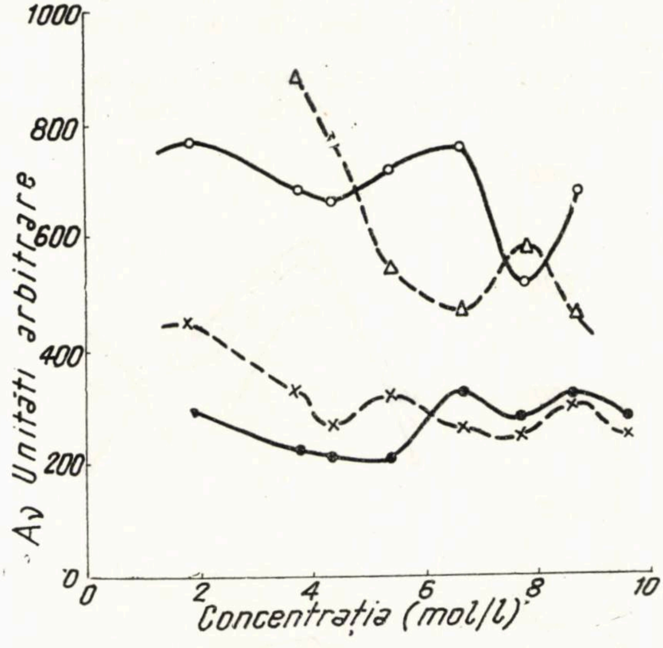

Fig. 9. — Variația lui Aν în funcție de concentrație a ciclohexanonei în cloroform:

— ● — $\nu = 865\ cm^{-1}$ — × — $\nu = 1020\ cm^{-1}$
— O — $\nu = 910\ cm^{-1}$ — Δ — $\nu = 1055\ cm^{-1}$

amestecul ce corespunde concentrației de 8,68 moli de ciclohexanonă la litru de soluție.

Valoarea energiei totale absorbite într-un salt energetic între două nivele de vibrație, reprezintă și variații ale energie de rotație. Această valoare este în principiu cel mai bine exprimată printr-o mărime proporțională cu aria cuprinsă sub curba de extincție a bandei datorită saltului energetic adică prin

$$A\nu = \int_{\beta} \varepsilon_{\nu} d_{\nu}.$$

Valorile lui A_{ν} pentru diferitele soluții cercetate sînt reprezentate în graficele din fig. 9 și 10.

În urma faptului că structura de rotație a fiecărei bande nu poate fi obținută în cazul soluțiilor cercetate, aria obținută pentru bande este numai proporțională cu A_{ν} dat de relația de mai sus. Pentru calculul acestei arii am neglijat repartiţia boltzmaniană a energiei de rotaţie, calculînd pe A_ν cu formula:

$$A_\nu = \varepsilon_{max} \cdot \Delta\nu_{1/2}.$$

De remarcat că pentru amestecul ciclohexanonă + cloroform şi ariile bandelor de la 865, 910 şi 1 200 cm^{-1} trec deasemeni prin maxime la concentraţiile de 8,68 mol/l (fig. 8).

În cazul amestecului ciclohexanonă cu tetraclorură de carbon (fig. 10) se constată că valorile ariilor bandelor variază cu concentraţia, prezentînd

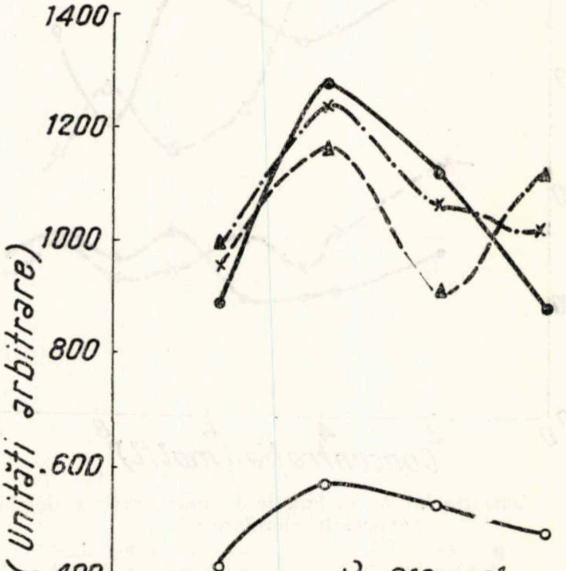

Fig. 10. — La fel ca în fig. 9 pentru ciclohexanonă în tetraclorură de carbon

un maxim în cazul bandelor, 910, 1125, 1320 şi 1430 cm^1 pentru concentraţia de 3,86 mol/litru de soluţie adică un amestec de 1,66 moli ciclohexanonă pentru un mol tetraclorură de carbon.

Pe baza rezultatelor obţinute se pot trage următoarele concluzii:

1. Se verifică existenţa variaţiilor anomale a absorpţiei ciclohexanonei în funcţie de concentraţie, anomalii observate şi de diferiţi autorii în cazul altor funcţiuni organice: descreşterea intensităţii absorpţiei nu este proporţională cu micşorarea concentraţiei.

2. Se pun în evidenţă şi variaţii ale coeficientului de extincţie a anumitor bande contrar celor prevăzute de legea Lambert-Beer.

3. Toate aceste fenomene sînt probabil datorate asocierii moleculelor substanţei dizolvate cît şi faptului că asocierea dată variază cu concentraţia soluţiei.

4. În cazul amestecurilor ciclohexanonei cu cloroform şi respectiv cu tetraclorura de carbon, legea lui Lambert şi Beer nu se aplică.

BIBLIOGRAFIE

1. В. М. Пивоваров и И. С. Бобович: Оптика и спектроскопия, 3, 2, (1957).
2. В. М. Пивоваров и Л. Б. Кисловский: Опт. и Спектр. 5, 3, (1959).
3. A. Dadieu şi L. D. Kohlrausch: Z. Physik. 31, 514 (1930).
4. E. H. L. Meyer: Z. Physik: 32, 293 (1931).
5. S. I. Lettman şi S A. Uholin: J. Chem. Phys., 2, 825, (1934).
6. F. Cennamo, E. Vitale: Nuovo Cimento; 3, 465, (1936).
7. P. Katerwaren: Z. Physik, 110, 118, (1938).
8. Ph. Traynard: Bull. Soc. Chim France 12, 12, 981 (1945).
9. Е. Л. Жукова: Оптика и спектроскопия, 4, 6, (1958)
10. W. Hanle, F. Heidenreich: Z. Physik 37, 594, (1936).
11. М. М. Сущинская: ДАН, СССР, 33, 21, (1941).
12. G. Michel: Spectrocim. Acta, 5, 218, (1952).
13. R. Ţiţeica: Spectres de vibration et structure de quelques molecules polyatomiques — teză, Paris, Masson 1933.
14. G. Herzberg: Molecular Spectra and molecular structure, New York, D. Van Nostrand 1956
15. J. L. Lecomte: Le rayonnement infrarouge, Paris Gauthier — Villars 1948.

ИЗУЧЕНИЕ ИНФРАКРАСНЫХ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕКОТОРЫХ СМЕСЕЙ ЦИКЛОГЕКСАНОНА

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

В этой работе мы исследовали инфракрасный спектр поглощения смеси циклогексанона с $CHCl_3$ и CCl_4.

Выявляются аномальные изменения поглощения циклогексанона в зависимости от концентрации, — аномалии отмеченные и другими авторами в случаях органических функций.

Выявляются также и изменения коэффицента поглощения некоторых полос, что противоречит закону Ламберта — Беера. Все эти явления вероятно обусловлены ассоциацией молекул растворенного вещества, а также и изменениями данной ассоциации в зависимости от контентрации раствора.

L'ÉTUDE DES SPECTRES D'ABSORPTION EN INFRAROUGE DE CERTAINES MÉLANGES DE CYCLOHEXANONE

RÉSUMÉ

L'article s'occupe de l'étude du spectre infrarouge d'absorption du mélange de cyclohexanone avec $CHCl_3$ et avec CCl_4.

On vérifie l'existence des variations anomales de l'absorption de cyclohexanone en fonction de la concentration, anomalies remarquees aussi par d'autres auteurs dans certains cas d'autres fonctions organiques.

On a mis de même en évidence les variations du coefficient d'extinction de certaines bandes en contradiction avec la loi de Lambert-Beer. Tous ces phénomènes sont probablement dus aux associations des molécules de la substance dissoute et au fait que cette association varie avec la concentration de la solution.

CONSIDERAȚII ASUPRA EVALUĂRII ENERGIEI CUTREMURELOR ADÎNCI DIN VRANCEA

G. PETRESCU, ŞT. LASCU

Prelucrarea oricărui cutremur implică determinarea mai multor mărimi care-l caracterizează și anume: trei mărimi care definesc poziția geometrică a focarului în spațiu, de obicei într-un sistem de coordonate sferice și atunci acestea sînt: latitudinea geografică φ, longitudinea geografică λ și adîncimea h, a patra mărime este ora la origină sau momentul zguduirii inițiale în focar H, iar a cincea mărime, care caracterizează cutremurul din punct de vedere energetic, este energia E dezlănțuită în focar în timpul producerii cutremurului. Acești cinci parametri, care dau cea mai simplă caracterizare fizică a focarului oricărui cutremur, stau la baza noțiunii de regim seismic conform definiției lui Riznicenco [1].

Metodele de determinare a primilor patru parametri se bazează în majoritatea cazurilor, pe momentele de sosire, respectiv duratele de parcurs ale diverselor categorii de unde (directe, reflectate, refractate etc).

Determinarea energiei este însă mult mai dificilă. Astfel, K. Sagisaka [2], presupunînd că distribuția energiei transmisă de undele elastice ale unui cutremur cu focar punctiform este relativ simetrică, mișcarea undei P este armionică plană în orice direcție a mediului elastic izotrop

$$\delta = a \sin (nt - \alpha x) \tag{1}$$

$$\text{cu} \quad n = \frac{2\pi}{T}, \quad \alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{2}$$

(t timpul, a amplitudinea, T perioada și λ lungimea de undă a undei respective) și luînd pentru coeficientul lui Poisson valoarea $\sigma = \frac{1}{4}$ găsește pentru energia totală E_p a undelor P ale cutremurului expresia :

$$E_p = 0{,}4583 \; \pi \rho V_{p0} \int^{\tau} dt \int_0^{\Delta b} u_p^2 \Delta \cos i_0 \, d\Delta \tag{3}$$

în care ρ este densitatea mediului în stare nedeformată, V_{p0} viteza inițială a undei P, τ durata de propagare a undei, Δ distanța epicentrală, i_0 unghiul de ieșire al undei la distanța Δ, Δ_b distanța epicentrală la care ajunge raza seismică ce pleacă din focar în direcție orizontală, iar u_p viteza maximă de deformare a suprafeței terestre datorită undei P și este dată de:

$$u_p^2 = 4\bar{v}_p^2 \tag{4}$$

$$\text{cu} \quad \bar{v}_p = \left(\frac{\partial\delta}{\partial t}\right)_{max} \tag{5}$$

În relația (3), dacă se presupune timpul τ același la toate undele și intensitatea undei în momentul τ constantă la toate stațiile se ajunge la:

$$E_p = 0{,}4583\ \pi\rho\tau V_{p0}\int_0^{\Delta_h} u_p^2\Delta\cos \mathrm{i}_0\, \mathrm{d}\Delta \tag{6}$$

Analog se găsește pentru energia corespunzătoare undelor S [2]

$$E_s = \frac{1}{2}\pi\rho\tau\ V_{s0}\int_0^{\Delta h} u_s^2\Delta\cos i_0\, \mathrm{d}\Delta \tag{7}$$

Relațiile (6) și (7) sînt incomode pentru calculul energiei unui cutremur, datorită faptului că necesită cunoașterea vitezei maxime de deplasare a suprafeței terestre precum și unghiul de ieșire i_0 în multe stații seismice.

Gutenberg și Richter [3] leagă energia unui cutremur de magnitudinea sa printr-o relație de forma

$$\lg E = \alpha + \beta M \tag{8}$$

unde α și β sînt niște constante, iar magnitudinea M se determină conform definiției lui Soloviev [4] în felul următor:

$$M = \lg\frac{A}{T} - \lg\left(\frac{A}{T}\right)^* + C + D \tag{9}$$

în care A — este amplitudinea orizontală a deplasării solului în unda seismică respectivă, T — perioada corespunzătoare oscilației maxime, $\lg\left(\frac{A}{T}\right)^*$ — o funcție ce caracterizează variația cu distanța a logaritmului vitezei orizontale de oscilație corespunzătoare unui cutremur de magnitudine zero, C — o corecție de stație, D — o corecție regională.

Aceste corecții reflectă într-o anumită măsură particularitățile de structură și neuniformitățile de radiație ale focarelor diferitelor zone.

Cu ajutorul determinărilor experimentale s-au găsit pentru α și β [5] valorile: $\alpha = 11$ și $\beta = 1, 6$, încît relația (8) devine:

$$\lg E = 11 + 1{,}6\, M \tag{10}$$

Metodele de determinare a energiei cu ajutorul amplitudinii și perioadei undelor prezintă după Malamud [6] unele dezavantaje legate de mai mulți factori ca:

— lipsa înregistrărilor (stațiilor) în apropierea focarului sau, dimpotrivă, înregistrările în stațiile apropiate se dovedesc șterse puternic din lipsa aparaturii cu joasă sensibilitate.

— în cazul cutremurelor puternice, amplitudinile pentru diferite componente ale unei seismograme se suprapun una peste alta, iar maximele lor ies din limitele unei seismograme,

— perioadele nu sînt calculate sigur, mai ales în cazurile cu suprapunere de unde,

— erori în prelucrarea cutremurelor (determinările lui Δ și h).

Aceste neajunsuri fiind proprii și determinării magnitudinii, conform relației (9), iar scala magnitudinelor nefiind încă standardizată, aceasta duce adesea la aprecieri diferite a forței cutremurelor.

Astfel apare necesitatea găsirii unor metode care să permită evaluarea energiei, după criterii indirecte și în mod unic. Ca mărime accesibilă măsurătorii și legată de forța cutremurului, deci de energia acestuia printr-o dependență directă, este durata înregistrării cutremurelui, legătura dintre durata de oscilație și magnitudinea cutremurului a fost obținută în [5], [6] și [7] prin următoarele relații:

$$\lg t = 0{,}32\, M - 1{,}4 \tag{11}$$

$$M = 2{,}17 \lg t + 2{,}66 \tag{12}$$

$$M = 2{,}12 \lg t + 2{,}66 \tag{13}$$

t fiind exprimat în minute.

Pentru a determina relația care leagă magnitudinea și energia cutremurelor adînci din Vrancea de durata de oscilație am folosit măsurătorile duratei de oscilație la un număr de cutremure înregistrate la stația seismică Iași în perioada 1952—1962 (tabela 1) în care durata de oscilație t a fost dată de:

$$t = F - P \tag{14}$$

P fiind începutul oscilației, iar F momentul stingerii oscilației de pe fondul microseismic. S-a considerat ca durată de oscilație cea mai mare din valorile lui t măsurată pe cele două componente orizontale ale unui cutremur. Alegerea cutremurelor din tabela 1 a fost făcută astfel ca să avem magnitudinile calculate de mai mulți autori [8, 9] conform relației (9) în care mărimea D s-a neglijat, iar termenii $-\lg\left(\frac{A}{T}\right)^{*}$ și C s-au înglobat într-o singură constantă.

Reprezentarea grafică a acestora într-un sistem de axe în care în abscisă am luat lgt, iar în ordonată magnitudinea M (figurile 1—4) ne-a dus la concluzia că se poate lua între M și t o relație de forma

$$M = a \lg t + b \tag{15}$$

iar rezolvarea sistemelor de ecuații formate ne-a dus la următoarele relații:

$$M = 2{,}53 \lg t + 2{,}95 \tag{15 a}$$

aici s-au folosit magnitudinile determinate la București în [8]

$$M = 2{,}67 \lg t + 2{,}79 \tag{15 b}$$

magnitudinile folosite fiind cele determinate la București în [9].

TABELA 1

Nr. crt.	Data	H h m	M_{BU} (8)	M_{BU} (9)	M med. (9)	M_{IA} (9)	t minute
1	1952 II 1	01 : 36	4,08	4,07	3,87	3,66	3,75
2	1953 II 22	17 : 58	4,78	4,66	4,42	4,39	5,60
3	V 9	02 : 59	4,46	4,40	4,36	4,46	4,52
4	VII 3	15 : 53	4,12	4,09	4,13	4,12	3,52
5	1956 II 13	13 : 27	3,98	3,94	3,81	3,78	2,72
6	V 7	03 : 54	4,20	3,80	4,03	3,95	3,25
7	1957 XII 2	04 : 22	4,25	4,22	4,29	4,20	2,98
8	1959 III 24	20 : 11	3,83	3,84	3,95	3,97	2,15
9	IV 29	01 : 35	4,65	4,49	4,38	4,37	4,37
10	VI 26	13 : 46	4,94	4,88	4,90	4,86	5,30
11	VI 30	07 : 26	4,76	4,70	4,70	4,30	5,43
12	XI 10	18 : 02	4,86	4,82	4,58	4,32	4,23
13	1960 I 26	20 : 57	5,27	5,21	5,19	—	8,00
14	1961 VI 11	17 : 06	4,50	4,44	4,51	4,43	3,95
15	IX 23	00 : 43	4,09	4,00	4,09	4,09	2,75
16	1962 II 28	21 : 34	4,84	4,83	4,75	4,62	4,97

Dacă folosim magnitudinile medii şi cele determinate la staţia seismică Iaşi în [9] obţinem

$$M = 2{,}29 \lg t + 2{,}99 \qquad (15\ c)$$

şi

$$M = 2{,}50 \lg t + 2{,}78 \qquad (15\ d)$$

ultima ecuaţie fiind obţinută grafic.

Relaţiile (15 *a*)—(15 *d*) obţinute sînt comparabile cu (12) şi (13), iar stabilitatea formulei este evidentă dacă ţinem cont că în (12) şi (15 *a*)—(15 *d*) sînt folosite undele de volum în timp ce în (13) sînt folosite undele desuprafaţă.

Deşi coeficienţii din cele patru relaţii diferă puţin totuşi, în limitele duratelor de oscilaţie folosite în acest articol ($1^m < t < 10^m$) magnitudinile determinate cu oricare din aceste relaţii diferă între ele cu cel mult 0,20 unităţi de magnitudine. Dat fiind însă înregistrările mai bune la staţia Bucureşti

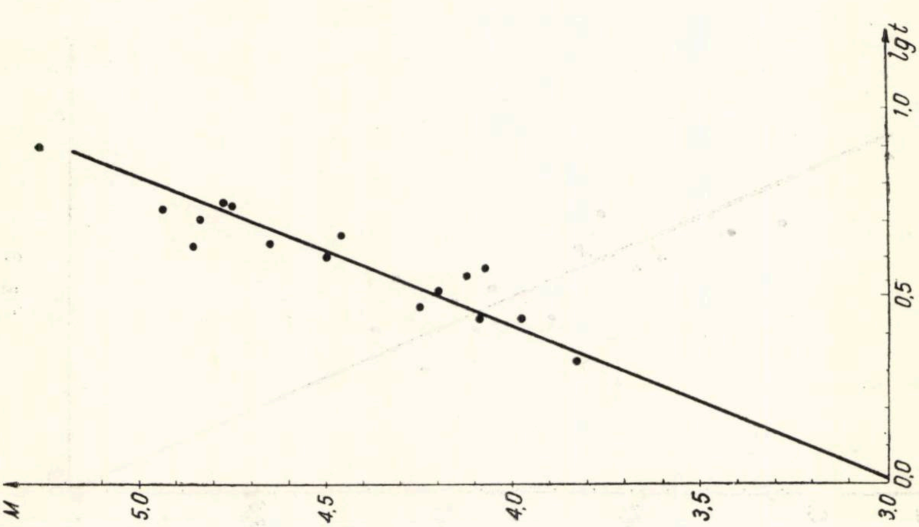

Fig. 1

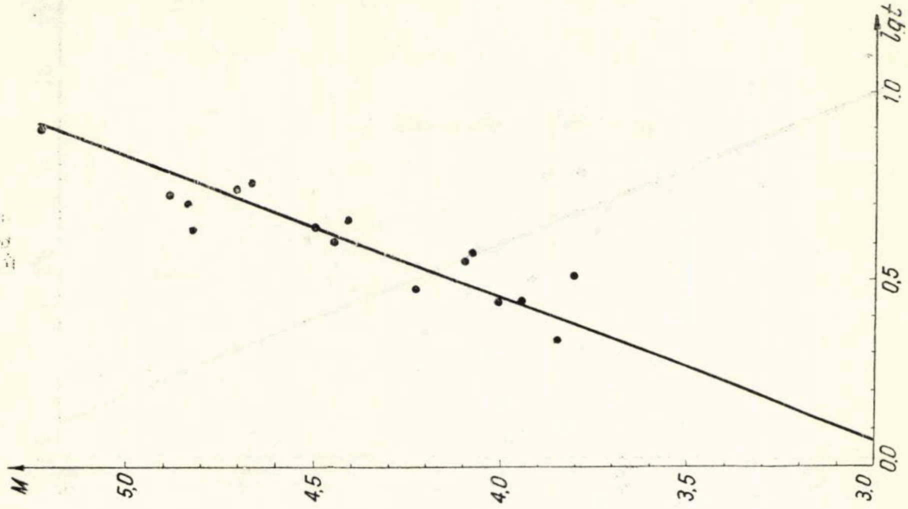

Fig. 2

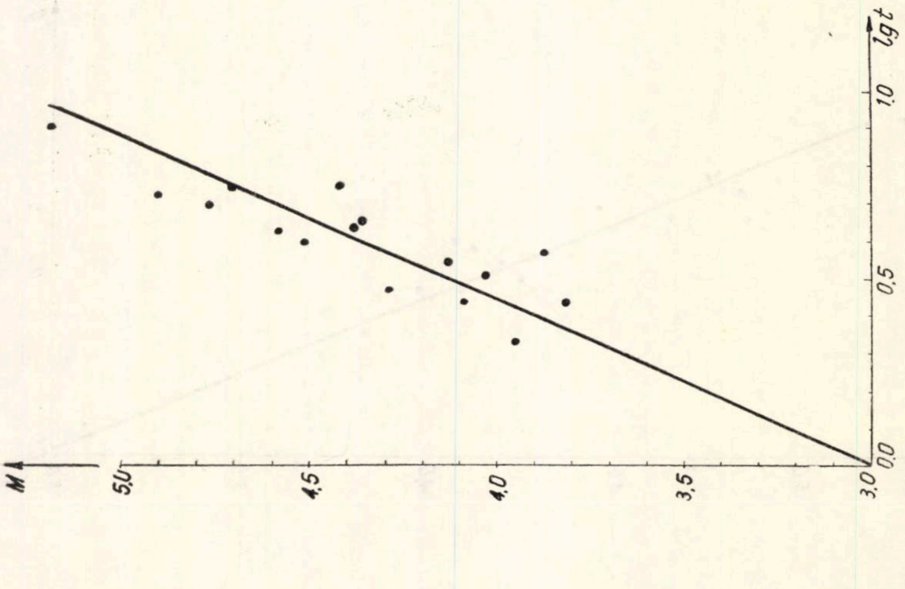

Fig. 3

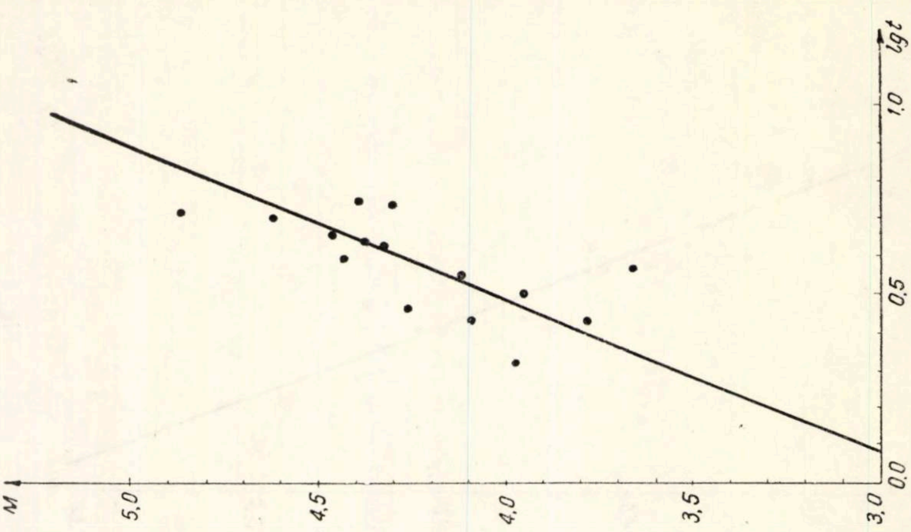

Fig 4

și faptul că aceste magnitudini sînt calculate cu funcția de stație dedusă pe baza magnitudinilor determinate la Pasadena, considerăm mai indicate în calculul lui M, relațiile (15 *a*) și (15 *b*).

Folosind relația (10) și relațiile (15 *a*)—(15 *d*) putem obține direct energia cutremurului în ergi, în funcție de durata de oscilație sub forma:

$$\lg E = 15{,}72 + 4{,}05 \lg t \qquad (16\ \mathrm{a})$$

$$\lg E = 15{,}46 + 4{,}27 \lg t \qquad (16\ \mathrm{b})$$

$$\lg E = 15{,}78 + 3{,}66 \lg t \qquad (16\ \mathrm{c})$$

$$\lg E = 15{,}00 + 4{,}35 \lg t \qquad (16\ \mathrm{d})$$

Relațiile (16) ne arată că între energia unui cutremur și durata de oscilație există o legătură exprimată astfel:

$$\frac{E}{t^n} = C \qquad (17)$$

unde C și n sînt numere reale cuprinse în limitele

$$10^{15} \leqslant C < 10^{16}$$

$$3{,}60 < n < 4{,}40$$

Astfel, clasificarea cutremurelor din Vrancea după durata de oscilație este foarte comodă, ținînd cont de limitele sale și de faptul că evaluarea duratei de oscilație se face mult mai repede și mai precis decît amplitudinea și perioada corespunzătoare. Remarcăm de asemenea că o eroare în determinarea duratei de oscilație chiar de 20% determină o eroare în evaluarea magnitudinii de aproximativ 0,25 unități de magnitudine, ceea ce este cu totul admisibil.

Comparînd relațiile (15 *a*)—(15 *d*) cu relația obținută în [9] pentru determinarea magnitudinii la stația Iași din unda S,

$$M = \lg \frac{A}{T} + 2{,}47 \qquad (18)$$

rezultă următoarele relații pentru componenta orizontală a vitezei maxime de oscilație a unui cutremur din Vrancea înregistrat la stația Iași:

$$\lg v = 2{,}53 \lg t + 0{,}48 \qquad (19\ \mathrm{a})$$

$$\lg v = 2{,}67 \lg t + 0{,}32 \qquad (19\ \mathrm{b})$$

$$\lg v = 2{,}29 \lg t + 0{,}52 \qquad (19\ \mathrm{c})$$

$$\lg v = 2{,}50 \lg t + 0{,}31 \qquad (19\ \mathrm{d})$$

sau în general:

$$v = \mathrm{c}t^m \qquad (20)$$

$$\text{cu} \quad 2 \leqslant c \leqslant 4, \quad 2 \leqslant m \leqslant 2\frac{2}{3}$$

De asemenea introducînd relaţiile (15 *a*)—(15 *d*) în relaţia obţinută în [10] şi care leagă volumul cutremurelor din Vrancea de magnitudine,

$$\lg V = 1{,}505\ M + 6{,}582 \tag{21}$$

obţinem relaţiile dintre volumul cutremurului exprimat în cm³ şi durata de oscilaţie exprimată în minute

$$\lg V = 11{,}01 + 3{,}80\ \lg t \tag{22 a}$$

$$\lg V = 10{,}77 + 3{,}99\ \lg t \tag{22 b}$$

$$\lg V = 11{,}07 + 3{,}44\ \lg t \tag{22 c}$$

$$\lg V = 10{,}75 + 3{,}75\ \lg t \tag{22 d}$$

Astfel relaţiile obţinute în acest articol permit evaluarea rapidă şi precisă a magnitudinii, energiei, vitezei maxime de oscilaţie şi volumul unui cutremur, în funcţie de durata înregistrării.

Este necesară deteminarea acestor mărimi şi în funcţie de durata înregistrării la celelalte staţii romîneşti pentru a urmări în ce măsură pot fi generalizate relaţiile obţinute. De aceea credem că acest obiectiv va constitui subiectul unei viitoare lucrări a noastră.

BIBLIOGRAFIE

1. **Ризниченко Ю. В.: Изв. Акад. Наук С.С.С.Р., № 9 (1958).**
2. Sagisaka K: The Geophysical Magazine, 26, Nr. 1, 53 (1954).
3. Gutenberg B., Richter C. F.: B.S.S.A., 46, Nr. 2, 105 (1956).
4. **Соловьев С. Л.: Труды Института Геофизики, 30 (1955).**
5. **Гутенберг Б. и Рихтер К. Ф.: Слабые землетрясения, (1961).**
6. **Маламуд А. С.: Изв. Акад. Наук СССР, Серия Геофизическая № 5, (1964).**
7. Bisztricsany E.: Geophys. Kozl, Nr. 2, (1958).
8. Radu C.: Studii şi cercetări de Geofizică, Nr. 2, (1963).
9. Enescu D. şi Jianu D.; Studii şi cercetări de Geofizică, Nr. 2 (1963).
10. Petrescu G., Radu C., Purcaru G.; Analele Universităţii Bucureşti Nr. 34 (1962).

ОБ ОЦЕНКЕ ЭНЕРГИИ ГЛУБОКИХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ ОБЛАСТИ ВРАНЧА

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

Используя связь между энергией и временем осцилляции землетрясения, авторы предлагают соотношения магнитуды, энергии, максимальной горизонтальной скорости осцилляции и объёма времени осцилляции для глубоких замлетрясений области Вранча, зарегистрированных на Ясской сейсмической станции.

ON THE ENERGY EVALUATION FOR THE DEEP VRANCEA EARTHQUAKES

ABSTRACT

The relations Connecting the period of oscileation with magnitude the energy, the maximum horizontal oscileation velocity and the volume have been established, in this paper for the Vrancea deep earthquakes recorded by the seismological station at Iaşi. The starting point was the idea of the existence of a certain relation between the energy and the oscileation period.

STUDII

DEZINTEGRAREA DIPIONICĂ A MEZONULUI K_2^0 ŞI PROBLEMELE LEGATE DE RESPECTAREA INVARIANTEI CP

MARIANA GAVRILAŞ

I. Introducere

Necesitatea introducerii conceptului de invarianţă la inversia temporală a apărut ca o consecinţă a admiterii principiului cauzalităţii. Toate legile dinamice ale fizicii clasice (mecanica relativistă şi electrodinamica) sînt invariante la reflexia temporală. Cu toate acestea, dacă această invarianţă este respectată şi în domeniul legilor de mişcare ale mecanicii cuantice care guvernează comportarea particulelor elementare, se poate şti numai apelînd la experienţă.

Pînă nu de mult, comportarea mezonului neutru K° constituia, într-un sens, o dovadă a respectării invariaţiei la inversia temporală în domeniul microcosmosului. Inexistenţa modului de dezintegrare dipionică pentru componenta de viaţă lungă a fascicolului de K° era cel mai puternic test pentru respectarea invariaţiei CP unde C este operatorul conjugării de sarcină, P — operatorul inversiei spaţiale (paritate). În cursul anului 1964 a apărut prima experienţă [1] care a arătat existenţa acestui mod de dezintegrare şi a permis calculul ponderii de apariţie. Experimentul a fost reluat în diferite medii şi pentru diferite impulsuri ale fascicolului K° [2], [3], [4] obţinîndu-se acelaşi rezultat.

În încercarea de a explica efectul de aparentă neconservare a CP observat, teoreticienii s-au împărţit în două grupuri: primul grup [5—19], pornind de la ideea valabilităţii depline a invarianţei CP, aduc, invocînd noi mecanisme de interacţie sau existenţa unor noi particule participante la reacţie, corecţii la efectele aşteptate, pentru a le pune de acord cu rezultatele experimentale. Al doilea grup [20—42] consideră că există posibilitatea ca în anumite interacţii slabe să nu se respecte invarianţa la inversia temporală şi încearcă să găsească cauzele acestui nou aspect şi teste suplimentare de verificare.

În cele de urmează vom trece în revistă experienţele care au ridicat asemenea probleme şi vom încerca să arătăm cîteva din justificările teoretice mai consistente ale efectului de aparentă neconservare a CP observat.

II. Dovezi experimentale care arată efecte de neconservare a CP

O serie de experienţe efectuate înainte de 1964 [43], [44] au stabilit ca limită superioară pentru numărul de K_2^0 care se pot dezintegra în doi pioni încărcaţi, valoare 1/300 din numărul cazurilor. J. H. Christenson şi al [1] îşi propun, folosind camera cu scîntei, să determine mai precis această limită.

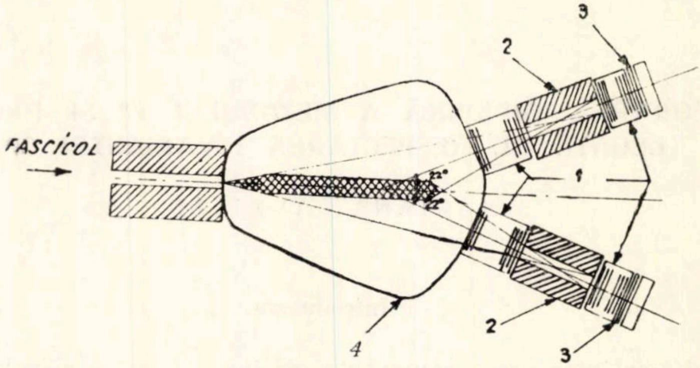

Fig. 1. — Sistemul de detecţie: 1 — camere cu scîntei; 2 — magnet; 3 — scintilator; 4 — incinta cu heliu

În aceste măsurători, fascicolul de mezoni K neutri era produs prin ciocnirea unei ţinte de beriliu de protoni cu impulsul de 30 GeV/c şi era scos la 30° faţă de direcţia de mişcare a protonilor. După aceasta, fascicolul era colimat, trecut printr-un magnet deflector şi apoi colimat din nou pe o distanţă mare. În faţa primului colimator a fost plasat un paravan de plumb pentru atenuarea razelor γ din fascicol. Sistemul de detecţie este arătat în fig. 1 El constă în linii mari din două spectrometre fiecare format din două camere cu scîntei aşezate într-un cîmp magnetic de aproximativ 70 KG/cm. Pentru a minimaliza interacţiile, dezintegrările K_2^0 sînt studiate într-un volum de heliu gaz.

Programul de calcul a dat vectorul impuls al fiecărei particule observate în dezintegrare şi masa invariantă m* presupunînd că fiecare particulă are masa pionului încărcat. Dezintegrarea K_{e_3} conduce la o distribuţie în m* mergînd între 280—536 MeV, dezintegrarea K_{μ_3} de la 280—516 MeV şi K_{π_3} de la 280—363 MeV. În plus, suma vectorială a momentelor celor două particule observate trebuie să fie nulă pentru dezintegrarea în două corpuri şi în general diferită de zero dezintegrarea în trei particule.

Distribuţia experimentală a masei invariante pentru dezintegrările K_2^0 în gazul de heliu este arătată în fig. 2. Ea este comparată cu rezultatele unui calcul Monte Carlo, care ia în consideraţie natura interacţiei, factorii de formă implicaţi în dezintegrare şi eficienţa de detecţie a aparatului. Curba punctată din fig. 2 *a* corespunde unui interacţii vectoriale cu raportul factorilor de formă $f_-/f_+ = 0{,}5$ şi abundenţele relative de 0,47; 0,37 şi 0,16 pentru dezintegrările K_{e_3}, K_{μ_3}, K_{π_3}.

Fig. 2b arată distribuția în cos θ pentru acele evenimente care cad în domeniul masei invariante de 490—510 MeV, împreună cu calculul Monte Carlo corespunzător. Evenimentele cu cos θ mai mare ca 0,9995 au fost remăsurate mai precis și rezultatele sînt arătate în fig. 3. Masa invariantă medie în regiunea cos θ > 0,99999 este de (499,1 ± 0,8) MeV. Un calcul separat a dat pentru dezintegrările K_1^0 obținute prin regenerare în wolfram valoarea masei efective de (498 ± 0,4) MeV, prin urmare evenimentele din gazul de heliu par a fi identice, în limita erorilor, cu cele obținute prin generare coerentă în volfram.

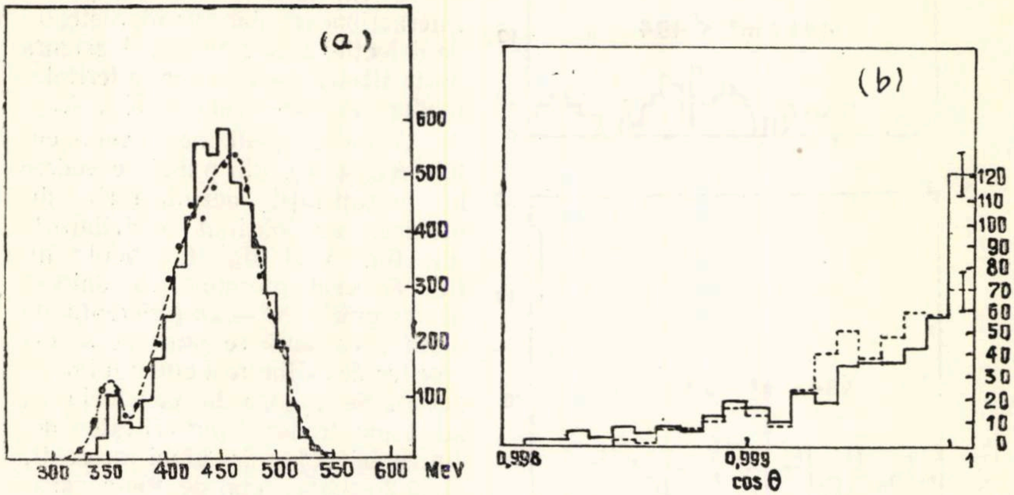

Fig. 2 — *a)* Distribuția experimentală în m* comparată cu calculul Monte-Carlo. Distribuția calculată este normată la numărul total de evenimente (5.211); *b)* Distribuția unghiulară a evenimentelor cu 490 < m* < 510 Mev. Curba calculată este normată la numărul total de evenimente

Christenson găsește un număr de 45 ± 9 evenimente în picul înainte din distribuția masei K_2^0 și conchide că K_2^0 se dezintegrează în doi pioni cu un raport al ponderilor de dezintegrare:

$$R = \frac{K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-}{K_2^0 \rightarrow \textit{toate modurile încărcate}} = (2{,}0 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-3} \qquad (1)$$

Aceasta pare să fie o consecință a faptului că mezonul K_2^0 nu este o valoare caracteristică pură a CP. Dacă, așa cum arată autorul, acesta este un amestec de forma:

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(K^0 - \bar{K}^0) + \varepsilon(K^0 + \bar{K}^0)\right] \qquad (2)$$

atunci $|\varepsilon|^2 = R_T \tau_1 \tau_2$ unde τ_1 și τ_2 sînt timpii de viață ai mezonilor K_1^0 și K_2^0, iar $R_T = 3/2\, R$, ceea ce corespunde valorii $|\varepsilon|^2 = 2{,}3 \cdot 10^{-3}$.

Înainte ca Christenson să publice rezultatele sale, experienţa este repetată de Abashian şi al. [2] în vid. Ei cercetează modurile de dezintegrare ale mezonilor K neutri, obţinuţi la acceleratorul de la Brookhaven şi care interacţionează slab în vid. Sistemul de detecţie arătat în fig. 4 asigură posibilitatea separărilor diferitelor moduri de dezintegrare (K_{e_3}, K_{μ_3}).

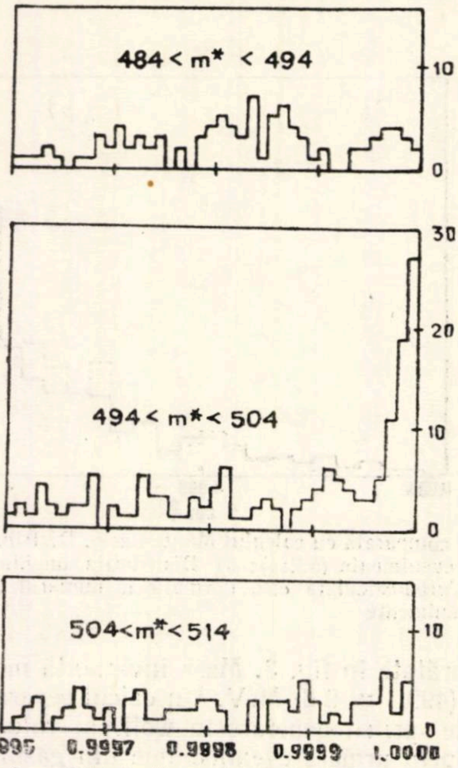

Fig. 3. — Distribuţia unghiulară în trei regiuni de masă pentru evenimentele cu cos θ > 0,9995.

Autorii, analizînd evenimentele K_{e_3} şi K_{μ_3} din punct de vedere al posibilităţii dezintegrării dipionice, au obţinut distribuţiile din fig. 5 şi fig. 6. Picul din fig. 5*c* este presupus ca datorat dezintegrării $K_2^0 \to 2\pi$ (diferenţa de masă invariantă se pune pe seama erorilor de calibrare a cîmpului magnetic). Se ajunge la concluzia că acest pic trădează posibilitatea dezintegrării K_2^0 în doi pioni încărcaţi, de 0,2—0,3% faţă de toate canalele de dezintegrare ale K_2^0, ceea ce se traduce printr-un termen ce violează CP de ordinul 5.10^{-6}.

Galbraith şi col. [3] (lucrare de colaborare Harwell-Bristol-laboratorul Rutherford) folosesc pentru studierea modurilor de dezintegrare ale mezonilor K un fascicol cu impuls între 1,5—5 GeV/c. Ei ob-

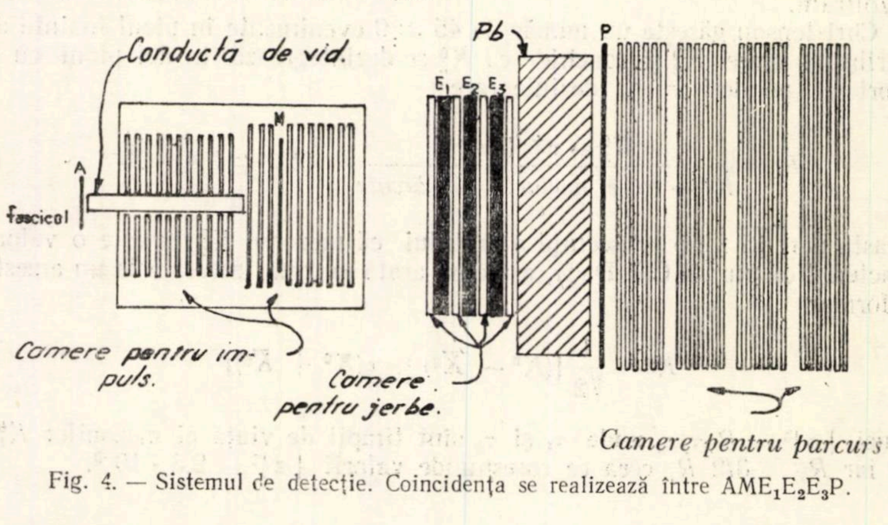

Fig. 4. — Sistemul de detecţie. Coincidenţa se realizează între $AME_1E_2E_3P$.

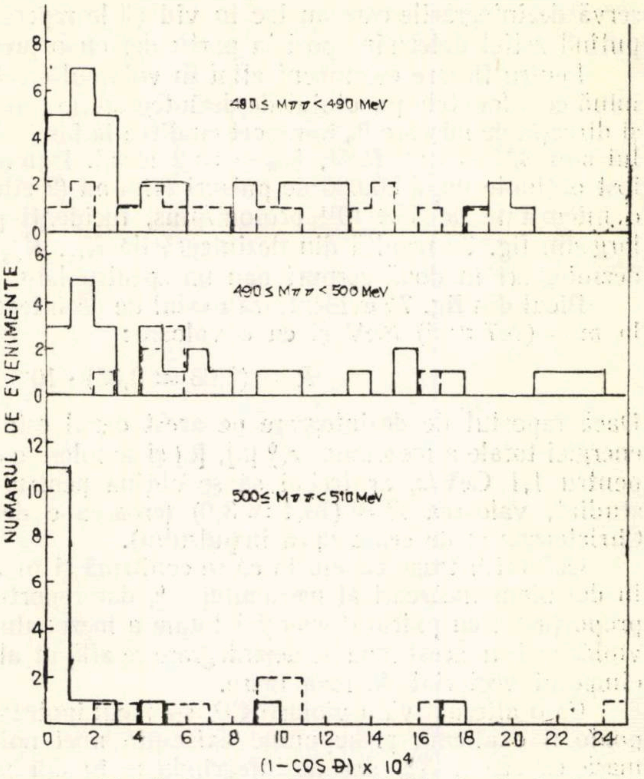

Fig. 5. — Distribuţia unghiulară relativă la direcţia fascicolului incident pentru evenimentele cu masa apropiată de 498 MeV(K_{e3})

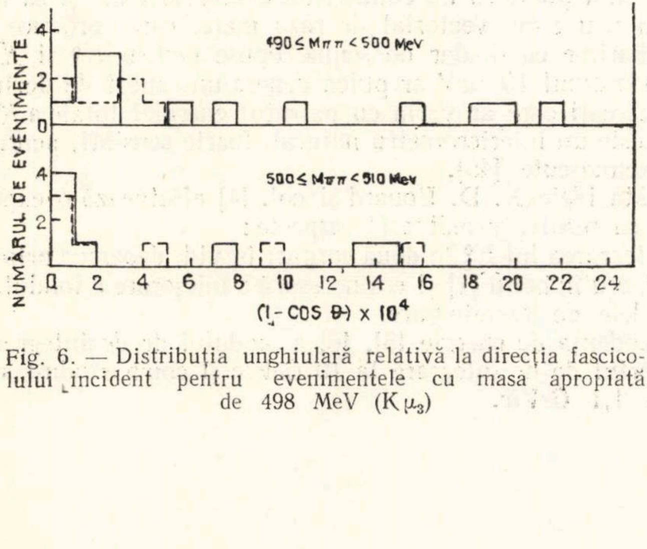

Fig. 6. — Distribuţia unghiulară relativă la direcţia fascicolului incident pentru evenimentele cu masa apropiată de 498 MeV ($K_{\mu 3}$)

servă dezintegrările care au loc în vid și le reperează cu camere cu scîntei, putînd astfel determina poziția particulei cu o precizie de ± 0,3 mm.

Pentru fiecare eveniment aflat în volumul efectiv al sistemului, se determină coordonatele punctului de dezintegrare (x_0, y_0, z_0) masa M, impulsul P și direcția de mișcare θ_0 în raport cu direcția fascicolului. Rezoluțiile aparatului sînt $\delta M = \pm 3$ MeV, $\delta\theta_0 = \pm 2$ mrad. Datele expuse în fig. 7 și 8 au fost obținute după 80.000 de pulsuri Nimrod (2 zile efective de expunere) la o intensitate de 5×10^{11} protoni/plus, incidenți pe o țintă internă. Picul larg din fig. 7*a* rezultă din dezintegrările K_{e_3}, K_{μ_3} care fiind considerate ca dezintegrări în două corpuri dau un spectru larg.

Picul din fig. 7*b* evidențiază modul de dezintegrare dipionic corespunzînd la $m = (947 \pm 5)$ MeV și cu o valoare:

$$R = (2{,}08 \pm 0{,}35) \cdot 10^{-3} \qquad (3)$$

Dacă raportul de dezintegrare pe acest canal este proporțional cu patratul energiei totale a mezonului K_2^0 [5], [6] și se folosesc datele lui Christenson [1] pentru 1,1 GeV/*c*, ar trebui să se obțină pentru domeniul nou de energie studiat, valoarea $R = (13{,}4 \pm 3{,}0)$ (eroarea e determinată de eroarea lui Christenson și de cea asupra impulsului).

Galbraith trage concluzia că se confirmă și în vid modul de dezintegrare în doi pioni încărcați al mezonului K_2^0, dar raportul de dezintegrare nu este proporțional cu patratul energiei totale a mezonului K_2^0, deci sursa apariției violării CP în acest mod de dezintegrare se află în altă parte, nu în existența cîmpului vectorial de rază mare.

Ca o alternativă a violării CP, s-a făcut ipoteza că dezintegrarea $K_2^0 \to 2\pi$ poate fi explicată presupunînd existența unei noi particule K_3^0 cu aceeași masă ca cea a K_2^0, dar dezintegrîndu-se în doi pioni și cu timp de viață diferit. Presupunînd că K_2^0 și K_3^0 sînt produși simultan și cu același spectru pe ținta interioară a acceleratorului, Galbraith și col. [3] deduc din datele lor experimentale că timpul de viață al unui asemenea mezon K_3^0 trebuie să fie mai lung decît 10^{-8} sec.

Încercînd să explice rezultatele experimentale din [1] și [2], Bell și Perring [5] și independent Bernstein, Kabibbo și Lee [6] au arătat că un asemenea rezultat experimental poate să nu contravină conservării CP și să fie explicat introducînd un nou cîmp vectorial de rază mare, care produce o energie potențială de mărime egală dar de semne opuse pentru K^0 și $\bar{K}^0$. O despicare de masă de ordinul 10^{-8} *eV* ar putea genera un raport de dezintegrare în doi pioni încărcați care ar varia cu patratul energiei totale a K_2^0. S-ar putea spune că K_2^0 este un interferometru natural, foarte sensibil, pentru decelarea unor forțe necunoscute [45].

Pornind de la această ideie X. D. Bouard și col. [4] efectuează o experiență care își propune să rezolve următoarele aspecte:

1. Să observe dezintegrarea lui K_2^0 în două corpuri în vid, deoarece prima experiență făcuse acest lucru în heliu [1] și era necesară o micșorare a fondului și să identifice particulele de dezintegrare.

2. Să găsească dependența de energie [5], [6] a modului de dezintegrare dipionic, măsurînd raportul de dezintegrare la 10 *GeV/c* și comparîndu-l cu rezultatele obținute la 1,1 *GeV/c*.

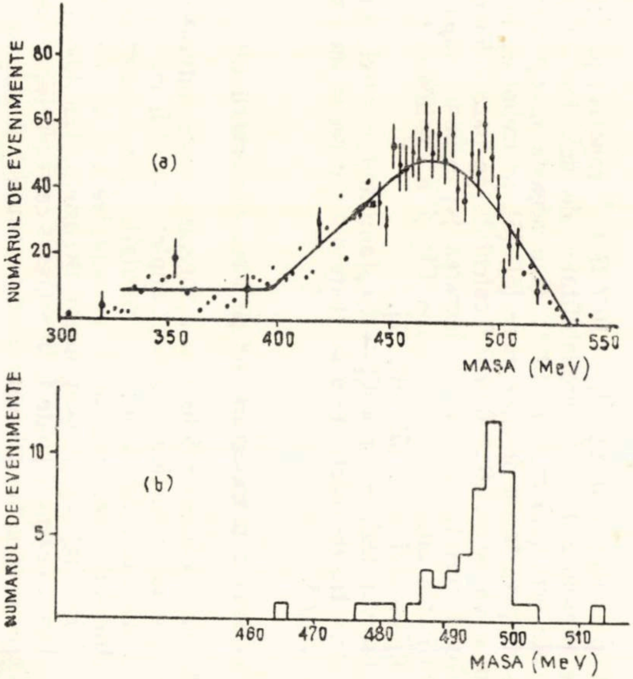

Fig. 7. — Distribuţia masei aparente M_0 a particulelor care se dezintegrează, presupunînd că cei doi produşi de dezintegrare sînt mezoni π, *a*) fără nici o restricţie asupra unghiului θ_0, *b*) cu θ_0 între 0—2 mrad

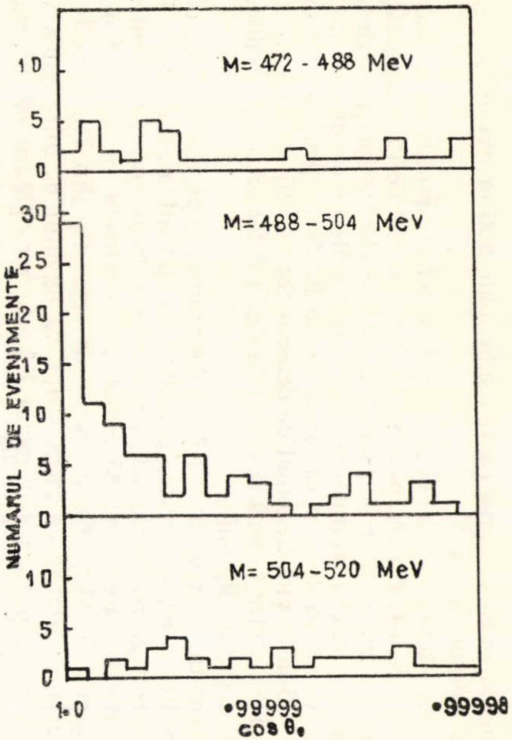

Fig. 8. — Distribuţia în cos θ_0 pentru particulele din diferite intervale de masă

3. Să îmbunătăţească valoarea limitei superioare a altor moduri de dezintegrare în două corpuri a lui K_2^0.

Fascicolul de mezoni K neutri obţinuţi prin ciocnirea protonilor acceleraţi de sincrofazotronul de la C.E.R.N. pe o ţintă interioară este colimat şi „curăţat" de fluxul fotonic cu un radiator de plumb. Perechile electronice şi particulele încărcate produse pe pereţii colimatorului sînt eliminate de un magnet deflector. Fascicolul neutru străbate o distanţă de 50 m de la ţintă la detector, din care ultimii 30 m în vid. Sistemul de detecţie format din camere cu scîntei, scintilator şi un contor Cerenkov arătat în fig. 9 detectează cu predilecţie modul de dezintegrare dipionic.

Spectrul energetic al mezonilor K_2^0 s-a determinat experimental din cinematica evenimentelor K_2^0 detectate, găsindu-se impulsul mediu $\bar{P}_k = 10{,}7$ GeV/c pentru dezintegrarea dipionică. Aplicîndu-se toate corecţiile pentru a înlătura posibilităţile care mimează numai un eveniment de tip $K_2^0 \rightarrow 2\pi$, s-au găsit un număr de 44 ± 8 evenimente de acest tip din 116 bănuite de a fi asemenea cazuri: *fitarea* s-a făcut ştiind că unghiul θ_0 între suma vectorială a celor două impulsuri şi direcţia K_2^0 este zero pentru dezintegrarea în două corpuri şi este, în general, diferit de zero pentru fond.

Pentru evenimentele care ar putea fi $(\pi^+\pi^-)$ se arată corelaţia între masa invariantă M^* şi unghiul θ în fig. 10. Concentrarea evenimentelor la masa mezonului K_1^0 în direcţia înainte se datoreşte dezintegrării dipionice (fig. 10). Evenimentele fondului dau o distribuţie uniformă. Extrapolînd fondul la unghiuri mici se obţine distribuţia evenimentelor „curăţate" în funcţie de masa invariantă (fig. 11). Autorii [4] obţin din această analiză următoarele concluzii:

1. Particulele observate în dezintegrarea în două corpuri în [1] a K_2^0 sînt pioni.

2. La un impuls mediu al K_2^0, $\bar{P}_k = 10{,}7$ *GeV/c*, raportul probabilităţii de dezintegrare dipionică faţă de probabilitatea de dezintegrare în toate modurile încărcate este $(3{,}5 \pm 1{,}4) \cdot 10^{-3}$; dacă această dezintegrare ar fi generată de un cîmp vectorial de rază mare [5], [6], ar trebui ca la această energie să avem o valoare $(1{,}6 \pm 0{,}3)10^{-1}$ calculată pe baza celei obţinută la 1,1 *GeV/c*. Acest rezultat obţinut în lucrarea [4] exclude, după părerea autorilor, posibilitatea admiterii invariantei CP şi a explicării procesului $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ prin hiperfotoni moi. [5], [6], [7].

3. Nu s-a observat dezintegrarea $K_2^0 \rightarrow 2\mu$ stabilindu-se astfel că raportul pentru un asemenea tip de reacţie faţă de toate dezintegrările încărcate este mai mic decît 2.10^{-4}.

III. Explicarea dezintegrării K_2^0 pe baza conservării CP

Încă mai de mult, existenţa fotonului a sugerat în mod natural posibilitatea existenţei şi a altor particule „gauge" cuplate cu alţii curenţi conservativi [46], [47]. Această a rămas o pură speculaţie pînă la apariţia recentelor date experimentale care par să indice violarea CP în dezintegrarea $K_2^0 \rightarrow 2\pi$. Bell şi Perring [5] şi independent Bernstein, Gabibbo şi Lee [6] au subliniat că efectul observat poate fi interpretat ca regenerarea mezonului K_1^0 de către o interacţie nouă de rază mare între mezonul K_2^0 şi galaxia noastră, care ar acţiona cu semne opuse asupra componentelor K^0 şi $\bar{K}^0$. Lucrările

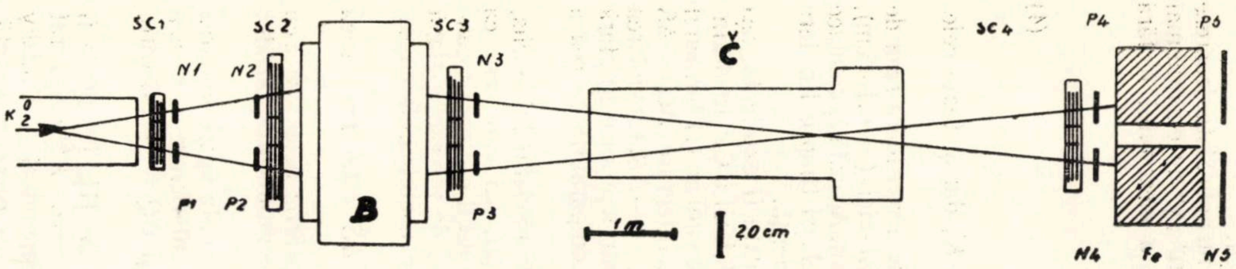
K_2^0
SC1
SC2
SC3
SC4
N1
N2
N3
N4
N5
P1
P2
P3
P4
P5
B
Č
Fe
1m
20cm

Fig .9. — Sistemul de detecţie pentru dezintegrările K_2^0. N_{1-5} şi P_{1-5} sînt scintilatori, B-magnet, C-contor Cerenkov cu gaz, Fe-absorbant.

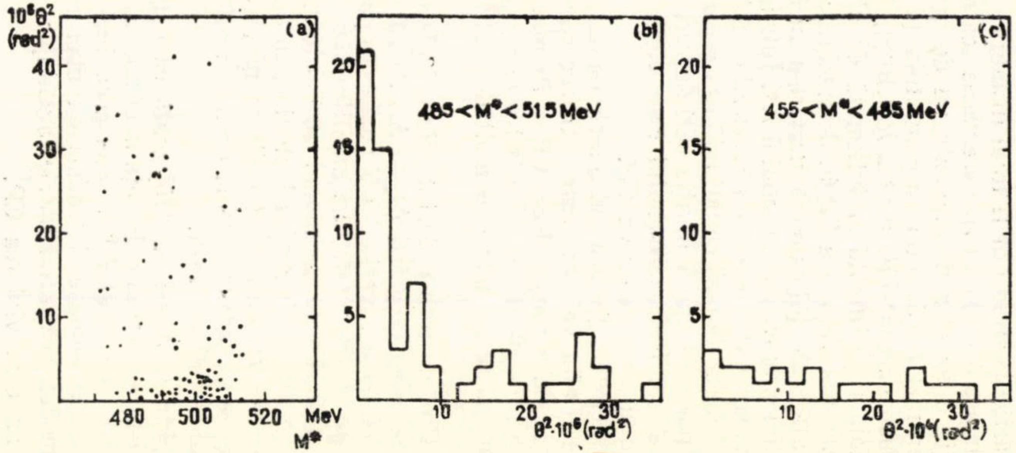

Fig. 10 — *a*) Corelaţia între masa invariantă M* şi unghiul θ pentru evenimentele considerate ($\pi^+\pi^-$); *b*) şi *c*) Distribuţiile unghiulare ale evenimentelor ($\pi^+\pi^-$) în diferite intervale de masă

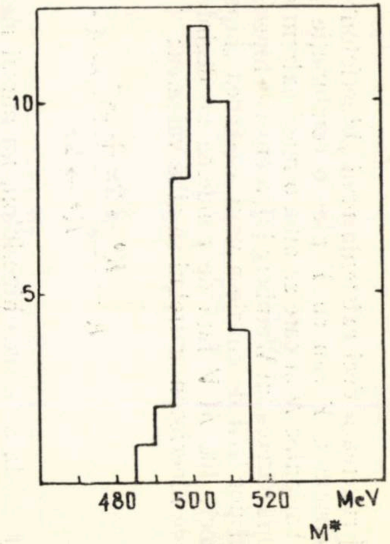

Fig. 11. — Distribuţia masei evenimentelor din picul înainte din fig. 10 *b*, după extragerea fondului

[5], [6] sugerează deci existenţa unui „hiperfoton" cu spinul egal cu 1 cuplat cu hipersarcina Y sau cu Y plus o combinaţie lineară de sarcină Q şi de număr barionioc N şi care să aibă o masă extrem de mică.

După părerea lui Weinberg [7], asemenea hiperfotoni nu pot exista, deoarece raportul ponderii de emisie a unui asemenea „hiperfoton" „γ" cu energie mai mică decît 100 MeV faţă de ponderea de dezintegrare a mezonului K fără emisie de hiperfoton ar trebui să aibă valoarea:

$$R = \frac{K^0 \to 2\pi + „\gamma"}{K^0 \to 2\pi} \sim 4 \cdot 10^{19} \tag{4}$$

Dacă ar exista asemenea hiperfoton, nu numai mezonul K, dar şi toate celelalte particule stranii ar fi total instabile.

Singura cale de a evita asemenea „catastrofă" este de a considera raza de ineracţie a forţelor necunoscute nu de ordinul razei galaxiei ($\sim 6.10^{22}$cm), ci chiar mai mică decît raza pămîntului (de ordinul 10^9cm). Aceasta ar conduce la o mărime acceptabilă pentru $R(2.10^{-4})$, dar este în acelaşi timp o limitare artificială nejustificată şi infirmată de altfel de experienţă.

Aparenta violare a CP în dezintegrarea $K_2^0 \to 2\pi$ poate fi explicată, aşa cum arată Sachs [8] ca o manifestare a unei „maxime" violării a CP în dezintegrările leptonice ale mezonului K^0. Într-un asemenea mecanism (1) termenul care violează CP este maxim în sensul că interacţia de dezintegrare $\Delta Q = \Delta S$ este în decalaj de fază cu 90° faţă de cea care implică $\Delta Q = -\Delta S$, (2) violarea CP nu poate să apară în alte dezintegrări neleptonice sau leptonice în afară de K^0 şi (3) tăria termenului care violează CP este comparabilă cu cea a termenului care conservă CP.

Wolfenstein [9] arătînd o serie de obiecţii posibile la modelul lui Sachs, propune o altă variantă care satisface condiţiile (1) şi (2), dar care cere ca interacţia slabă care violează CP să fie mai puţin intensă decît cea care o conservă de 10^7—10^8 ori şi dă astfel o formă a hamiltonianei de interacţie slabă care pare să se apropie mai mult de realitate şi care are următoarele consecinţe:

1. Probabilitatea dezintegrării leptonice $\Delta Q = -\Delta S$ este mai mică decît cea a dezintegrării $\Delta Q = \Delta S$ de 10^{15} ori.

2. Violarea invarianţei T poate să apară în dezintegrările neleptonice cu schimbare de stranietate, dar amplitudinea relativă a termenului corespunzător acestei violări este de numai 10^{-7}—10^{-8}.

3. În alte dezintegrări leptonice, în afară de K^0 nu poate apare violarea CP deoarece termenii din hamiltoniană care ar putea să interfereze ca să dea o asemenea violare corespund dezintegrărilor $\Delta Q = \Delta S$ şi $\Delta Q = -\Delta S$ care, sînt în decalaj de fază.

Lipkin şi Abashian [10] arată că paradoxul $K^0 \to 2\pi$ [1], [2] poate fi explicat presupunînd existenţa unei noi particule, un alt mezon $K^{0\prime}$ degenerat în masă cu mezonul K^0 (o asemenea ideie exprimă independent şi Uretsky [11]). Deşi o asemenea introducere a unei noi particule apare oarecum forţată, acest model are următoarele avantaje:

— nu cere violarea CP.

— explică experiențele [1], [2] și rezultatele regenerării anomale comunicate de Leipuner și col. [48].

— rezultatele experimentale ce decurg din acest model pot fi ușor verificate prin alte experiențe.

Rezultatele lui Leipuner și col. [48] indică următorul raport al ponderilor de dezintegrare:

$$R = \frac{K^0 \to 2\pi}{K^0 \to \textit{toate modurile încărcare}} = 0{,}006 \tag{5}$$

pentru un impuls mediu al mezonilor K de 1 GeV/c și la o distanță de $\sim$ 8 m de țintă. Grupurile Princeton [1] și Illinois [2] dau valoarea:

$$R = \frac{K^0 \to 2\pi}{K^0 \to \textit{toate modurile încărcate}} = 0{,}002 \tag{6}$$

de asemenea 1 GeV/c, dar la $\sim$ 60 m de țintă. Diferența mare între aceste două valori nu poate fi explicată presupunînd că ambele rezultate se datoresc violării CP sau unui nou cîmp exterior. În mod natural apare explicația că modul de dezintegrare dipionic observat se datorește unei noi particule neutre cu un timp de viață diferit de K_1^0 și K_2^0. Fie această particulă $K_1^{0\prime}$. Timpul de viață al particulei $K_1^{0\prime}$ poate fi evaluat din datele anterioare în ipoteza că K_1^0 și K_2^0 sînt produși în aceeași proporție și că diferența care apare între cele două rapoarte se datorește dezintegrării exponențiale între 8 și 60 m, se obține:

$$\tau_{k_1^{0\prime}} = 7 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{s} \qquad \begin{aligned} \tau_{K_2^0}/\tau_{K_1^{0\prime}} &= 8 \\ \tau_{K_1^0}/\tau_{K_1^{0\prime}} &= 70 \end{aligned} \tag{7}$$

Cu asest timp de viață putem calcula intensitatea dezintegrării anomale $K_1^{0\prime} \to 2\pi$ în punctul de producere:

$$\frac{N(K_1^{0\prime})}{N(K_2^0)} \cdot \frac{\Gamma(K_1^{0\prime} \to 2\pi)}{\Gamma(K_1^{0\prime})} = 0{,}014 \tag{8}$$

unde $N(K_1^{0\prime})/N(K_2^0)$ este raportul numărului de $K_1^{0\prime}$ și K_2^0 produși și $\Gamma(K_1^0 \to 2\pi)/\Gamma(K_1^{0\prime})$ este ponderea de dezintegrare a modului 2π față de toate modurilede de zintegrare ale lui $K_1^{0\prime}$.

Ce proprietăți trebuie să aibă $K_1^{0\prime}$? Această nouă particulă, după părerea autorilor, este independentă de K_1^0 și K_2^0 și întîmplător are masa egală cu acești mezoni în limita erorilor experimentale; $K_1^{0\prime}$ are ca mod dominant de dezintegrare canalul $K_1^{0\prime} \to 2\pi$ și este produs cu o secțiune eficace mică de ordinul 1% față de K_1^0 și K_2^0. Mezonul nou introdus trebuie să fie par la CP, astfel încît să se permită dezintegrarea în doi π și trebuie să fie o particulă stranie. Din combinația timpului de viață dat mai sus cu secțiunea eficace de producere, se pot obține previziuni experimentale concrete.

Cel mai bun mod de testare a acestei ipoteze sînt măsurătorile asupra dezintegrării $K_2^0 \to 2\pi$ la diferite distanțe de țintă, pentru diferite impulsuri sau cu regeneratori plasați în fascicol la diferite distanțe de detector.

Schemei propuse de Lipkin şi Abashian i se pot aduce două obiecţii serioase: mai întîi, degenerarea accidentală a mezonilor K_1^0 şi $K_1^{0\prime}$ şi apoi faptul că producerea mezonilor $K_1^{0\prime}$ prin interacţie tare nu a fost niciodată observată. Pentru a elimina aceste scăderi, Nishijima şi Saffouri [12] fac următoarele ipoteze:

TABEL I

Comparaţia ponderilor de dezintegrare K_{π_2} şi K_{μ_2} indică posibilitatea existenţei pionilor „Shadow"

Modul de dezintegrare	Emulsii	Emulsii	XBC	XBC
$K\mu_2 \rightarrow \mu^+ + \nu$	58,5 ± 0,30	56,9 ± 2,6	64,2 ± 1,3	63,0 ± 0,8
$K\pi_2 \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	27,7 ± 2,7	23,2 ± 2,2	18,6 ± 0,9	22,4 ± 0,8

1. Universul constînd din toate particulele cunoscute va fi numit U_a. Să presupunem existenţa unui alt univers U_b existînd în acelaşi spaţiu-timp ca U_a. U_a este universul nostru, iar pe U_b îl vom numi univers umbră („Shadow universe").

2. Cînd nu au loc interacţii slabe, U_a şi U_b sînt complet identici şi de aceea nu există nici o interacţie între ei. Atunci hamiltoniana totală H constă din două părţi, descriind universul U_a şi respectiv U_b:

$$H = H_a + H_b \tag{9}$$

şi această hamiltoniană este invariantă la transformarea numită „conjugare de univers":

$p_a \rightleftarrows p_b$ = protonii în cele două universe
$r_a \rightleftarrows r_b$ = neutronii în cele două universe
$\pi_a \rightleftarrows \pi_b$ = pionii în cele două universe
$\gamma_a \rightleftarrows \gamma_b$ = fotonii în cele două universe

Cele două feluri de fotoni γ_a, γ_b sînt introduşi pentru a interzice interacţiile electromagnetice între cele două universe.

3. Deoarece cele două universe coexistă într-un cadru comun spaţio-temporar, vom presupune că există un cîmp gravitaţional comun între ele.

4. Interacţiile slabe consta din 3 părţi: H_{wa}, H_{wb}, H_{wab}

$$H_w = H_{wa} + H_{wb} + H_{wab} \tag{10}$$

cu condiţia suplimentară $H_{wa} > H_{wb}$.

5. Legile de conservare sînt riguros valabile separat în cele două universe, excepţie făcînd acelea legate de grupul Lorentz propriu, adică conservarea impulsului-energiei şi a momentului unghiular. Care sînt consecinţele acestor ipoteze?

a. Mai întîi, particulele universului „umbră" nu pot fi detectate de instrumentele noastre, deoarece nu interacţionează cu cîmpul nostru electromagnetic.

b. Masele mezonului K_1^0 din universul nostru și a mezonului $K_1^{0\prime}$ din universul „umbră“ sînt degenerate ca o consecință a invarianței interacțiilor tari la conjugarea de univers. Aceasta explică degenerarea maselor K_1^0 și $K_1^{0\prime}$ presupusă ad-hoc în schema Lipkin Abashian. În plus, $K_1^{0\prime}$ nu pot fi produși prin interacții tari în universul nostru.

c. Prezența mezonului $K_1^{0\prime}$ generează doi timpi de viață diferiți pentru procesele $K^0 \rightarrow 2\pi$ și dependența de timp a curbei de dezintegrare este dată de o formulă mai mult sau mai puțin similară cu formula Traiman-Sachs. Timpul mai scurt de viață poate fi identificat cu timpul de viață normal $K_1^{0\prime}$, iar cel mai lung este nou și determinat de matricea M. Există o metodă experimentală capabilă să distingă între schema Nishijima și dezintegrarea care violează CP a lui $K_2^0 \rightarrow 2\pi$. Pentru un timp suficient de lung, comparabil cu timpul de viață al lui K_1^0, fascicului de mezoni K nuetri va fi format în principal de componenta de viață lungă în ambele cazuri și este posibil să se măsoare timpul de viață mai lung reprezentînd ponderea de dezintegrare dipionică în funcție de timp. Dacă timpul de viață mai lung măsurat coincide cu acelaș știut pentru K_2^0 aceasta este o indicație pentru $K_2^0 \rightarrow 2\pi$. Dacă totuși pare să fie diferit de cel al lui K, să zicem între timpii lui K_1^0 și K_2^0 aceasta este o indicație în favoarea schemei Nishijima.

d. Schema Hishijima conduce la procese $K_1^{0\prime} \rightarrow 2\pi$ care pot fi interpretate ca o producere spontană de perechi pionice „din nimic“. Șansele pentru a vedea această reacție depind de densitatea materiei din universul „umbră“ și această densitate în vecinătatea noastră este presupusă a fi foarte scăzută. S-ar putea totuși ca universul-„umbră“ să fi constituit o sursă de energie pentru universul nostru în trecut, așa cum apare din reacția de mai sus.

Everet [13] încearcă să găsească dovezi ale existenței particulelor universului „umbră“. Deoarece atît sarcina cît și numărul barionic trebuie să se conserve separat pentru universul nostru și pentru universul „umbră“, singura particulă a universului „umbră“ care ar putea fi văzută este $\pi^{0\prime}$. Deci, oricărui mod de dezintegrare de tipul:

$$A \rightarrow B + \pi^0 \tag{11}$$

trebuie, datorită existenței în hamiltoniană a termenului H_{wb}, să-i corespundă modul de dezintegrare:

$$A \rightarrow B + \pi^{0\prime} \tag{12}$$

ceea ce nu ar viola nici o lege. Mai mult, un proces $K^0 \rightarrow \pi^{0\prime}$ s-ar petrece cu aceeași intensitate a hamiltonianei H_{wb} ca și reacția $K_1^0 \rightarrow K_1^{0\prime}$. Pionul π' emis într-o asemenea împrejurare se dezintegrează după schema $\pi^{0\prime} \rightarrow 2\gamma'$ și un γ' se transformă prin conversie într-o pereche $(e^{+\prime}, e^{-\prime})$ inobservabilă. Dificultatea experimentală constă în faptul că este greu să se deosebească dezintegrarea $\pi^{0\prime}$ de dezintegrarea π^0 în care razele γ nu convertesc. Nishijima și Saffouri au apreciat, pe baza datelor lui Christenson și col. [1] și Leipuner și col. [8] că $H_{wb}/H_w \sim 0.1$ deci raportul de dezintegrare $\pi^{0\prime}/\pi^0$ este $\sim 0{,}01$. Datorită dificultăților experimentale în eficiența detecției, un asemenea proces va fi foarte greu detectabil.

Există totuși un caz particular favorabil în care se poate vedea $\pi^{0\prime}$ și anume dezintegrarea K^+. Dezintegrarea obișnuită în 2π este redusă aici simțitor (se pare că din cauza legii $\Delta I = 1/2$) la aproape 1/500 din totalul dezintegrărilor, aşa că numărul de dezintegrări:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \tag{13}$$

va fi cam de acelaşi ordin cu cel pentru:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^{0\prime} \tag{14}$$

Pînă în prezent s-au efectuat două tipuri de experienţe pentru măsurarea rapoturilor de dezintegare după schema (13) a mezonului K^+. În cazul experienţelor în emulsii [48] şi [49], nu se face nici o încercare de a detecta razele γ ale pionului π^0; deoarece π^0 şi $\pi^{0\prime}$ au aceeaşi masă, cinematica celorlalte particule din reacţie este aceeaşi, aşa că în această situaţie o reacţie (14) va fi socotită ca o reacţie (13). În cazul experienţelor în camera cu bule, [50], [51] se detectează razele γ prin perechile de conversie, aşa că evenimentele de tip (13) sînt perfect definite, iar cele de tip (14) vor înmulţi numărul celor care mimează reacţia $K_{\mu 2}$. Acest fapt apare clar din comparaţia datelor existente pînă acum în literatură. Tabelul I indică că datele experimentale sînt compatibile cu posibilitatea ca K^+ să se dezintegreze prin reacţia (14) cu un raport de aproximativ 5%; desigur mărirea statisticii ar duce la o mai fermă confirmare a acestei ipoteze.

Existenţa „fotonilor Shadow" poate fi reperată măsurînd ponderea de dezintegrare $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0(K_{\pi_2})$ în două moduri: (a) detectînd π^0 direct folosind razele gama convertite sau (b) detectînd π^+ direct. În metoda (a) dezintegrările K_{π_2} cu „pioni Shadow" nu pot fi detectate, în timp ce metoda (b) nu distinge între dezintegrări cu pioni normali sau „Shadow". Callahan [14] prezintă o măsură a K_{π_2} cu o statistică bună folosind π^+ ca metodă de detectare şi găseşte rezultatul în deplină concordanţă cu ponderea de dezintegrare dedusă din măsurătorile de π^0. În plus însă, există o discrepanţă între ponderea $R_{K^+_{\pi_2}} = (20{,}9 \pm 0{,}4)\%$ şi cea pentru $K^-_{\pi_2}$, ceea ce sugerează o posibilă violare o invariaţiei CP sau/ şi a CPT [53], [54]. Este adevărat că pînă acum există o singură măsură a ponderii de dezintegrare $K^-_{\pi_2}$ [55] care dă o valoare $R_{K^-_{\pi_2}} = (25 \pm 3{,}3)\%$ discordantă deci cu cea pentru $K^+_{\pi_2}$. Ar fi interesant să se determine mai precis $R_{K^-_{\pi_2}}$ pentru testarea invarianteila inversia temporală.

În încercările care se fac de a se interpreta de pe poziţiile conservării CP dezintegrarea dipionică a mezonului K^0_2, un punct de vedere cu totul deosebit marchează prin lucrarea lor Cvijanovich, Jannet şi Sudarshan [16]. Ei emit ipoteza că una din particulele apărute în urma acestui proces de dezintegrare posedă spin. Deoarece masa particulelor rezultante din procesul de dezintegrare a fost măsurată cu grijă de Christenson, apare ca necesară admiterea existenţei pionului cu spin.

O serie de experienţe efectuate în ultimii ani au dus la părerea generală că distribuţia unghiulară a mionilor rezultaţi din dezintegrarea în repaus $\pi - \mu$ trebuie să fie izotropă; aceste experienţe au costituit motivul principal al atribuirii spinului zero pionilor. Majoritatea acestor experienţe însă ridică obiecţii serioase din punct de vedere al statisticii atinse şi/ sau al erorilor introduse de observaţie sau de aparatură. O singură experienţă în emulsii [55] care părea lipsită de asemenea erori a anunţat apariţia unei anizotropii semnificative a pionilor de energie joasă din dezintegrarea mezonului π^0.

Un grup de cercetători români condus de H. Hulubei realizează o nouă experienţă în această direcţie [56] şi ajung la concluziile că:

1. efectele de observaţie şi cele datorate instrumentelor de măsură se pot corecta, iar influenţele rămase nu pot schimba asimetria μ observată;
2. fascicolul de pioni folosit trebuie să conţină o fracţiune de pioni cu spin diferit de zero.

Experienţa s-a realizat pe două seturi de plăci NIKFI-R expuse la sincrociclotronul de la Dubna (fig. 12) şi Ilford K5 expuse la sincrociclotronul de la CERN (fig. 13). În cele două locuri, condiţiile de expunere şi producere erau oarecum similare (producerea pionilor se face în afara sinciociclotronului într-o reacţie de două particule: $p + p \rightarrow \pi + d$ din care pionii sînt folosiţi pe direcţia înainte). După alegerea evenimentelor de tip π-μ-e şi eliminarea prin calcul a tuturor „biasurilor" posibile, autorii obţin, luînd în consideraţie grosimea emulsiei, următorul parametru al asimetriei distribuţiei unghiulare spaţiale a mezonilor μ (fig. 14, 15):

$$\alpha = -0{,}069 \pm 0{,}019$$

Dacă o parte din pionii implicaţi în experienţă nu au spin diferit de zero, nu există nici un motiv pentru o asemenea asimetrie unghiulară. Să presupunem că ar exista diferite distorsiuni în plăci care ar transforma distribuţia izotropă reală a vectorului impuls al mionului într-un anizotropă. Obligatoriu aceste distorsiuni ar influenţa şi direcţia de mişcare a pionului iniţial. Deci, dacă datorită distorsiunii ar apărea un exces de μ înapoi în raport cu direcţia de referinţă, acelaşi efect ar trebui să apară în acelaşi mod dacă am inversa sensul fascicolului, (fig. 16*a*).

Dacă dimpotrivă asimetria se datoreşte unei proprietăţi geometrice a pionului, ea trebuie să fie legată de impulsul pionului şi nu de orientarea arbitrară a plăcilor. Deci semnul asimetriei trebuie să fie acelaşi în ambele „fascicole" (fig. 16*b*). În lucrarea [56] autorii ajung la concluzia că se află în această ultimă situaţie şi aplicînd toate corecţiile posibile obţin următoarea valoare a asimetriei înainte-înapoi:

$$b = -(0{,}113 \pm 0{,}024) \qquad (15)$$

ceea ce îi determină să tragă concluzia posibilităţii existenţei unui pion al cărui spin să fie diferit de zero.

Cvijanovich şi al. [16] numesc această nouă particulă „spion" (pion cu spin) şi o consideră implicată în modul de dezintegrare dipionic al lui K_2^0 şi oarecum în modul de dezintegrare tripionic al lui K^+. Atunci observaţia lui Christianson nu va mai implica neconservarea parităţii. Asimetria dezintegrării $\pi - \mu$ poate fi de asemenea explicată. Un asemenea mecanism de dezintegrare ar avea cîteva teste de verificare experimentală.

1. Spionul ar trebui să aibă ponderi oarecum diferite pentru dezintegrarea în modurile electronic şi miuonic. Asimetria în dezintegrarea $\pi - \mu$ ar putea fi explicată printr-un amestec de cel puţin 5% „spioni" în dezintegrarea τ; de aceea aşteptăm ca cel puţin 3% din toţi „spionii" din τ să se dezintegreze

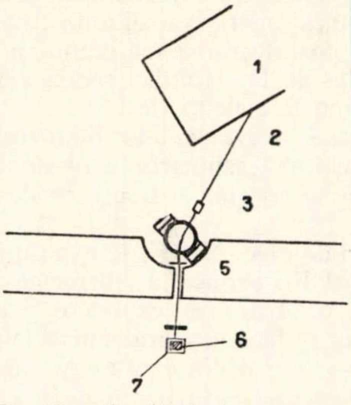

Fig. 12. — Condiţiile de expunere la sincrociclotronul de la Dubna: 1 — ciclotron; 2 — protoni de 680 MeV; 3 — ţinta; 4 — magnet deflector; 5 — colimator; 6 — cîmp magnetic; 7 — stocul de plăci

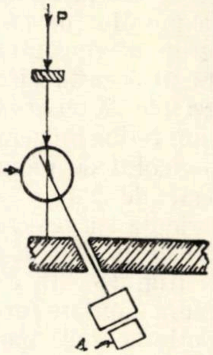

Fig. 13. — Condiţiile de expunere la sincrociclotronul de la CERN: 1 — ţinta; 2 — mezoni de 250 MeV; 3 — magnet; 4 — stocul de plăci

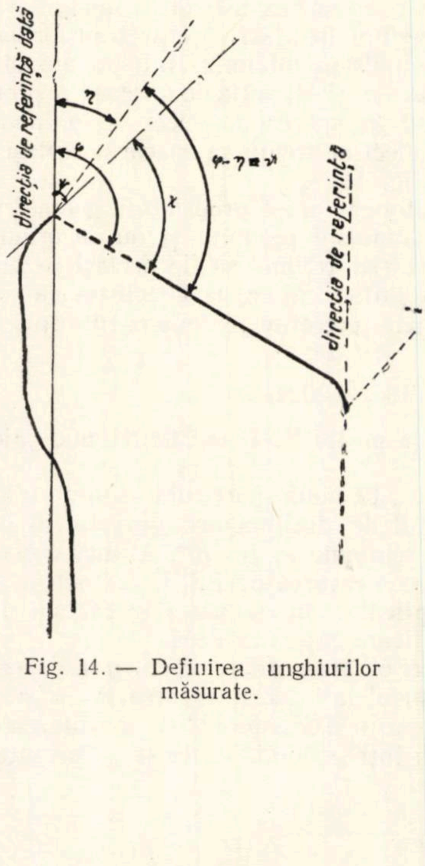
direcţia de referinţă dată
η
φ
ψ
χ
φ − η = ϑ
direcţia de referinţă

Fig. 14. — Definirea unghiurilor măsurate.

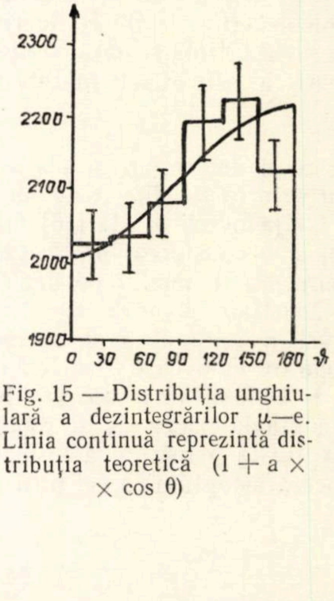

Fig. 15 — Distribuţia unghiulară a dezintegrărilor μ—e. Linia continuă reprezintă distribuţia teoretică $(1 + a \times \cos \theta)$

în electroni (în aceste evaluări s-a presupus polarizarea maximă; dacă „spionul" este numai parţial polarizat, aceste evaluări trebuie revăzute).

2. miuonii (şi electronii) din dezintegrarea „spionică" ar fi polarizaţi opus polarizării dezintegrării pionice. De aceea, în particular, am aştepta

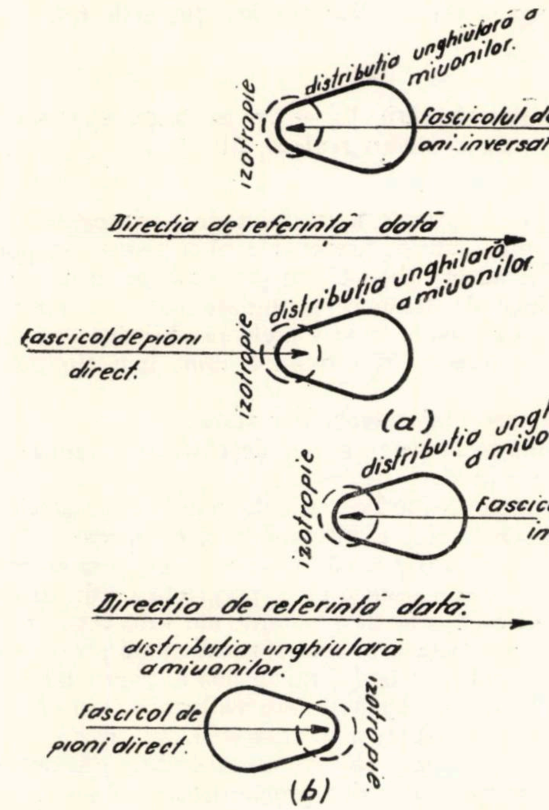
distribuţia unghiulară a miuonilor.
izotropie
fascicolul de pioni.inversat
Direcţia de referinţă dată
distribuţia unghiulară a miuonilor
fascicol de pioni direct.
izotropie
(a)
distribuţia unghiulară a miuonilor
izotropie
fascicol de pioni inversat
Direcţia de referinţă dată.
distribuţia unghiulară a miuonilor.
fascicol de pioni direct.
izotropie.
(b)

Fig. 16. — Ilustrarea schematică a distribuţiei unghiulare în plăcile iradiate de un fascicol de pioni direct şi inversat, dacă anizotropia se datoreşte: *a* — distorsiunilor în emulsii; *b* — unei proprietăţi intrinseci a pionilor

ca miuonii din dezintegrarea în doi mezoni a lui K^2_0 să aibă polarizare diferită de polarizarea miuonilor din dezintegrarea pionică.

3. Deoarece cel puţin unul din mezonii din experienţa lui Christianson este „spion", modul de dezintegrare electronic se aşteaptă să fie oarecum frecvent, între 25—50%.

4. Dacă „spionul apare numai în formă încărcată, legea $\Delta I = 1/2$ ar fi violată de cîteva procente în dezintegrarea K^2_0. Dacă „spionul" neutru există, nu se poate dezintegra în doi fotoni dacă spinul său este 1; în acest caz, modul preferat ar fi dezintegrarea într-o pereche electron-pozitron plus un foton. De aceea ar trebui să apară un număr anomal de perechi Dalitz.

Grupul Rinaudo [17] folosind un fascicol de mezoni K opriţi în camera cu bule cu hidrogen de 81 cm de la Saclay-CERN, au încercat să verifice ipoteza (1) în dezintegrarea τ şi τ' şi ipoteza (4) în dezintegrările τ', $K\mu_3$ şi în toate dezintegrările K^+ care conduc la existenţa unui π°. Ei nu găsesc dovezi în favoarea acestor ipoteze, rezultatele obţinute fiind compatibile cu o comportarea complet normală a pionilor din dezintegrările K^+.

IV. Explicarea dezintegrării $K_0^2 \rightarrow 2\pi$ pe baza existenței unei violări reale a CP

În toate încercările de explicare a modului de dezintegrare dipionic al mezonului K neutru de viaţă lungă, prezentate pînă acum, s-a pornit de la ideia conservării CP. Alţi autori [20—42] se grupează în jurul ideii violării reale a invarianţei la inversia temporală, violare datorată unor interacţii încă necunoscute în care ar apărea următoarele posibilităţi:

1. Dezintegrarea se datoreşte în întregime unui nou tip de interacţie foarte slabă.
2. Violarea CP este inerentă interacţiilor slabe.
3. Violarea CP se datoreşte perturbaţiei de către o anumită interacţie asupra procesului slab normal.

Diferenţa între aceste puncte de vedere se datoreşte necunoaşterii ordinului de mărime al constantei de cuplaj a interacţiei care violează CP. În cazul 1) se aşteaptă o constantă de cuplaj mică în raportul cu ceea ca interacţiilor slabe şi nu se pot face previziuni asupra altor proprietăţi [9]. În cazul 2) se presupun respectate regulile de selecţie obişnuite ale interacţiilor slabe [40], deci dezintegrările K°_2 în $\pi^+\pi^-$ sau $\pi^\circ\pi^\circ$ se desfăşoară după prevederile regulii $\Delta I = 1/2$. După cum s-a subliniat în [8] nu se poate trage nici o concluzie fermă asupra constantei de cuplaj a părţii care violează CP şi ea ar putea fi chiar de ordinul constantei de cuplaj a interacţiei slabe însăşi.

Prenkti şi Weltman [21] încearcă să dezvolte ideia 3). Constanta de cuplaj este de asemenea nedeterminată, dar din probabilitatea observată de dezintegrarea mezonului K_2^0 în doi pioni se poate aprecia că ea este de ordinul 1/500, ceea ce arată că această interacţie are o tărie cel puţin egală cu aceea electromagnetică. Dar interacţia electromagnetică fundamentală este CP invariantă, deci aici este alt motiv. Autorii fac ipoteza că interacţia responsabilă de dezintegrare dipionică a lui K_2^0 este aşa numită interacţie semi-tare, adică interacţie care violează grupul de simetrie SU (3). Testarea unei asemenea ipoteze este legată de dificultăţi experimentale care apar în dezintegrarea mezonului η, dar verificarea ei ar duce la concluzia că în interacţiile slabe se aşteaptă un efect de violare a CP de ordinul 10% în tranziţiile cu $\Delta S = 1$ şi mai mici pentru dezintegrările leptonice sau neleptonice cu $\Delta S = 0$, şi că regulile de selecţie ale izospinului obişnuit sînt valabile şi pentru reacţiile slabe care violează CP.

Lindsay şi Smith [22] cercetînd dezintegrările $\varphi \rightarrow \rho + \gamma$ şi $\varphi \rightarrow \omega + \gamma$ obţin rezultate incompatibile cu previziunile lui Prenkti şi Veltman şi confirmă ideia că „toate rezultatele experimentale existente sînt compatibile cu posibilitatea unei mari violări a invariației C și T în interacțile electromagnetice ale particulelor care interacționează tare“ [58].

Wu și Yang [23] analizează proprietățile dezintegrării K^0 și $\bar{K}^0$ mai mult din punct de vedere fenomenologic și ajung la concluzia că modurile de dezintegrare leptonice nu contribuie la violarea CP în K^0, deși ele însele pot fi T — neinvariante. Cea mai importantă contribuție la violarea CP provine din modul de dezintegrare $\pi(I = 2)$. Pentru a încadra în această schemă a interacțiilor slabe fenomene care par să constituie o dovadă a invarianței T (de exemplu dezintegrările neutronului și hiperonului Λ^0), trebuie să presupunem ca interacția slabă este formată din doi termeni, Hw_1 și Hw_2 astfel încît:

$$H = Hs + Hem + Hw_1 + Hw_2 \tag{16}$$

unde:

a) $Hs + He \cdot m + Hw_1$ satisface invariația CP
b) $Hs + Hw_1$ satisfac regula $\Delta I = 1/2$
c) Hw_2 este mai slabă ca Hw_1 și violează CP și regula $\Delta I = 1/2$.

F. și G. Salzman [24] presupun că poate exista violarea invarianței la inversia temporală T și propun pentru explicarea acestui efect ca primă sursă interacția electromagnetică a bozonilor vectoriali intermediari încărcați care interacționează semi-slab W^+ și W^- [59]. Ei presupun, de asemenea, că toate procesele slabe apar ca o interacție curent × curent (în același spirit se menține Alles [20] și Glashow [26]), mediată de mezonii $W^\pm$ [60] și că se realizează invarianța la CP.

Lotsoff [25] sugerează posibilitatea existenței unui cuplaj scalar-pseudoscalar (S—P) care conservă PT și violează CP și care este compatibil cu datele experimentale existente. Istoric, măsurarea raportului de deintegrare β a mezonilor π încărcați în μ și electroni a servit pentru a demonstra invariața cuplajului V—A în interacțiile slabe. De aceea autorul cercetează influența cuplajului S—P asupra lui β. Și el ajunge la concluzia contrară lui Sachs [8], [61] că nu există o mare violare a invarianței la inversia temporală în dezintegrările leptonice ale mezonilor.

În sfîrșit considerînd valabilă violarea reală a CP și înlocuind constanta de cuplaj reală G prin iG, Wolfenstein [27] obține următoarele consecințe experiementale:

1. se așteaptă pentru dezintegrările neleptonice efecte de violare a CP de ordinul 10^{-2}—10^{-3}.

2. pentru dezintegrările leptonice ale particolelor stranii, efectele de violare a CP se așteaptă să fie de ordinul 10^{-6} iar pentru dezintegrările leptonice ale particulelor nestranii de ordinul 10^{-7}. O excepție la aceste valori o constituie dezintegrările leptonice ale mezonului K, unde efectele de violare a CP se datoresc violării CP în însăși matricea maselor. Dezavantajul principal al modelului introducerii constantei de cuplaj complexe este că abandonează forma curent × curent a interacțiilor slabe; curentul obținut este acum format din patru termeni (doi leptonici și doi neptonici cu $\Delta S = 0$ și $\Delta S = 1$).

Cercetările experimentale pentru testarea diferitelor ipoteze teoretice propuse pentru explicarea modelului de dezintegrare dipionică a mezonului K^2_0 sînt în curs de desfășurare.

BIBLIOGRAFIE

1. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay: Phys. Rev. Lett. 13, 138 (1964).
2. A. Abashian, R. J. Abrams, D. W. Carpenter, G. P. Fischer, B. M. K. Nefkens, J. H. Smith: Phys. Rev. Lett. 13, 243 (1964).
3. W. Galbraith, G. Manning, A. E. Taylor, D. B. Jones, J. Maios, A. Astbury, N. H. Lipman, T. G. Walker: Phys. Rev. Lett. 14, 383 (1965).
4. X. D. Bouard, D. Dekkens, B. Jordan, R. Memod, T. R. Willits, K. Winter, P. Scharff, L. Valentin, M. Vivargent, M. Bott-Bodenhausen: Phys. Letters, 15, 58 (1965).
5. J. S. Bell, J. K. Perring: Phys. Rev. Lett. 13, 348 (1964).
6. J. Bernstein, N. Cabibbo, T. D. Lee: Phys. Rev. Lett 12, 146 (1964).
7. S. Weinberg: Phys. Rev. Lett. 13, 495 (1964).
8. R. G. Sachs: Phys. Rev. Lett 13, 286 (1964).
9. L. Wolfenstein: Phys. Rev. Lett. 13, 562 (1964).
10. H. J. Lipkin, A. Abashian: Phys. Lett. 14, 151 (1965).
11. J. L. Uretski: Phys. Lett. 14, 154 (1965).
12. K. Nishijima, M. H. Saffouri: Phys. Rev. Lett. 14, 205 (1965).
13. A. E. Everet: Phys. Rev. Lett. 14, 615 (1965).
14. A. Callahan, D. Cline: Phys. Rev. Lett. 15, 129 (1965).
15. L. B. Okun, I. Ya. Pomeranchuk: Phys. Lett. 16, 338 (1965).
16. C. B. Cvijanovich, E. P. Jeannet, C. G. Sudarshan: Phys. Rev. Lett 14, 117 (1965).
17. G. Rinaudo, A. Marzari-Chiesa, G. Gidal, A. E. Werbroock: Phys. Rev. Lett. 14, 761 (1965).
18. H. Ezawa, Y. S. Kik, S. Oneda, J. C. Pati: Phys. Rev. Lett. 14, 673 (1965).
19. U. Camerini, R. L. Hantman, R. H. March, D. Murphee G. Gidal, G. E. Kalmus, W. M. Powell, R. T. Pu, C. L. Sandler, S. Natali, M. Villani: Phys. Rev. Lett. 14, 989 (1965).
20. W. Alles: Phys. Letters, 14, 348 (1965).
21. J. Prenkti, L. Veltman: Phys. Letters. 15, 88 (1965).
22. J. S. Lindsey, G. A. Smith: Phys. Rev. Lett. 15, 221, (1965).
23. T. T. Wu, C. N. Yang: Phys Rev. Lett. 13, 380, (1964).
24. F. Salzman, G. Salzman: Phys. Letters, 15, 91, (1964).
25. S. N. Lostoff: Phys. Letters, 14, 344, (1965).
26. S. L. Glashow: Phys. Rev. Lett. 14, 35, (1965).
27. L. Wolfenstein: Phys. Letters, 15, 196 (1965).
28. E. Giusti, G. Karpman: Phys. Letters, 14, 64, (1965).
29. B. Desplanques: Phys. Letters, 16, 171, (1965).
30. D. K. Elias, N. J. Papastamatoiu, J. C. Taylor: Phys. Letters, 16, 188, (1965).
31. G. Marx: Phys. Rev. Lett. 14, 334, (1965).
32. L. B. Okun, B. Ya. Zeldovic: Phys. Letters, 16, 319, (1965).
33. Y. Ne'man: Phys. Rev. Lett. 13, 769, (1964).
34. A. Morales şi alţii: Nuovo Cimento, 38, 1607, (1965),
35. S. N. Biswas, S. K. Bose, V. S. Mathur: Phys. Rev., 139, B2 13 (1965)
36. J. A. Anderson, F. S. Crawford, Jr. R. L. Golden, D. Stern, T. O. Binford, V. Gordon Lind: Phys. Rev. Lett. 14, 475 (1965).
37. R. R. Lewis: Phys. Rev. Lett. 14, 749, (1965).
38. V. Gupta: Phys. Rev. Lett. 14, 838, (1965).
39. S. L. Glashow, S. Weinberg: Phys. Rev. Lett. 14, 835 (1965).
40. N. Cabibbo: Phys. Rev. Lett. 14, 965 (1965).
41. S. L. Glashow, G. N. Sommerfield: Phys. Rev. Lett. 15, 78 (1965).
42. S. Bergia, G. Russo: Nuovo Cimento, 38, 1849 (1965).
43. M. Gell-Mann, A. H. Rosenfeld: Ann. Rev. Nucl. Sci. 7, 407 (1959).
44. D. Neagu şi col.: Phys. Rev. Lett. 6, 552 (1961).
45. M. L. Good: Phys. Rev., 121, 311 (1961).
46. E. P. Wigner: Proc. Natl. Acad. Sci. U.S., 38, 449, (1962).

47. Y. Ne'eman: Phys. Rev. 134, B 1355 (1964).
48. L. B. Leipuner şi col. Phys. Rev. 132, 2285 (1963).
49. R. W. Birge: Nuovo Cimento, 4, 834, (1959).
50. G. Alexander şi col.: Nuovo Cimento, 6, 478 (1957).
51. B. P. Roie şi col.: Phys Rev. Lett., 7, 347 (1961).
52. F. S. Shaklee şi col.: Phys. Rev. 137, B 1423 (1964).
53. G. Luders, B. Zumino: Phys. Rev., 106, 385 (1957).
54. D. Cline: Nuovo Cimento, 36, 1055 (1965).
55. W. Becker, N. Goldberg, E. Harth, J. Leikner, S. Lichtman: Nuovo Cimento, 31, 1 (1964).
56. R. L. Garwin şi col.: Phys. Rev. 108, 1589, (1957).
57. H. Hulubei, S. Ţiţeica, H. Auslander, E. Friedlander: Phys. Rev. 129, 2789 (1963).
58. J. Bernstein, G. Feinberg, T. D. Lee: Phys. Rev., va fi publicat.
59. W. Williamson, G. Salzman: Phys. Rev. Lett. 11, 224 (1963).
60. R. P. Feynman, M. Gell-Mann: Phys. Rev. 109, 193 (1958).
61. R. G. Sachs: Ann. Phys. (N. Y.), 22, 239 (1964).

РАСПАД В ДВУХ ПИОНАХ МЕЗОНА K_2^0 И ВОПРОСЫ СВЯЗАННЫЕ С ПОДЧИНЕНИЕМ К ИНВАРИАНТНОСТИ CP

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

Современные опыты над распадом в двух пиона мезона K_2^0 показали возможность некоторых реакций, которые нарушают инвариантность временной инверсии. Сейчас нет одинаковых точек зрения для объяснения этого эффекта. В данной работе описываются экспериментальные условия, в которых был изучен распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ и как теоретически интерпретировались полученные результаты, имея в виду литературу до I-го сентября 1965 г.

THE TWO-PIONS DESINTEGRATION OF THE K_2^0 MESON AND THE PROBLEMS INVOLVED BY THE OBSERVANCE OF THE CP INVARIANTS

ABSTRACT

Recent experiences on the two-pions desintegration of the K_2^0 meson have shown that some reactions are violating the time-reversal invariance. Up to this moment there is no unitary point of view for the explanation of this effect. In this monography we describe the experimental conditions in the study of $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ desintegration and their theoretical interpretation, using the papers published up to the first of September 1965.

CREŞTEREA UNOR MONOCRISTALE DE S_e HEXAGONAL PRIN SUBLIMARE LENTĂ

L. MÜLLER şi A. NICA

Pînă de curînd totalitatea studiilor efectuate asupra Se metalic utilizau probe policristaline, deşi pentru prima oară monocristale de Se hexagonal au fost obţinute de Brown [1] în 1914. Explicaţia acestui fapt rezidă în greutăţile întîmpinate la obţinerea unor astfel de monocristale, dificultatea principală constînd, după cum se cunoaşte astăzi, în aranjarea deosebit de lentă a atomilor în reţea la presiune obişnuită.

La temperaturi de peste 170°C şi la presiuni de ordinul a 4 000 de atmosfere procesul de aranjare a atomilor în reţea este mult accelerat; în condiţii de lucru speciale s-a reuşit să se accelereze acest proces încît în cca 15 minute se obţineau monocristale de 5 × 5 × 5 mm [2]. Aceste condiţii nu pot fi însă realizate uşor în orice laborator şi de aceea s-a ivit necesitatea găsirii unor metode mai simple de creştere a unor monocristale de Se hexagonale la presiune normală. Monocristale de Se hexagonal pot fi obţinute din topitură sau din fază gazoasă; în încercările noastre a fost utilizată metoda sublimării lente din fază gazoasă.

Instalaţia de lucru

În fig. 1 este reprezentată schema instalaţiei utilizate pentru creşterea unor monocristale de Se din fază gazoasă. Spre deosebire de majoritatea lucrărilor efectuate de alţi autori [3, 4] am renunţat la termostatarea cu naftalină în fierbere a eprubetei în care are loc creşterea monocristalelor, deoarece termostatarea de acest gen introduce dificultăţi suplimentare, ca necesitatea de reîmprospătare a rezervei de naftalină şi, după cum s-a dovedit, utilizarea ei nu este absolut necesară.

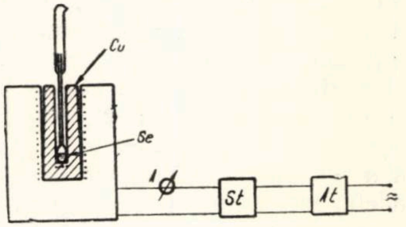

Fig. 1. — Schema instalaţiei utilizate: St — stabilizator; At — autotransformator

Drept termostat am utilizat un bloc masiv de cupru, care poseda o mare inerţie termică astfel încît eventualele fluctuaţii ale mediului ambiant nu erau resimţite. Pe axul acestui bloc de cupru era practicată o cavitate cilindică în care era introdusă eprubeta ce conţinea Se. Încălzirea blocului de Cu se efectua într-un cuptor alimentat în curent stabilizat. Geometria acestui bloc de Cu asigura temperaturile necesare în regiunea în care avea loc topirea Se cît şi în cea în care trebuia să se producă creşterea monocristalelor. Temperaturile erau măsurate cu ajutorul unor termocupluri Cu-Ct.

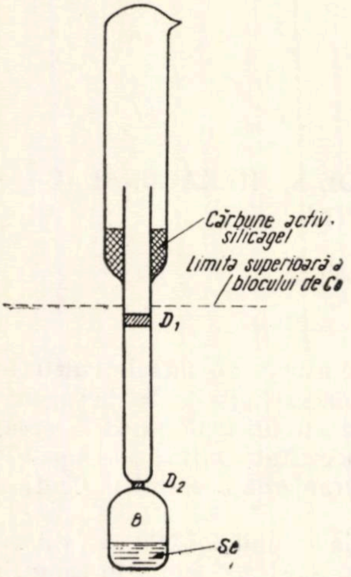

Fig. 2. — Eprubeta în care avea loc creşterea monocristalelor

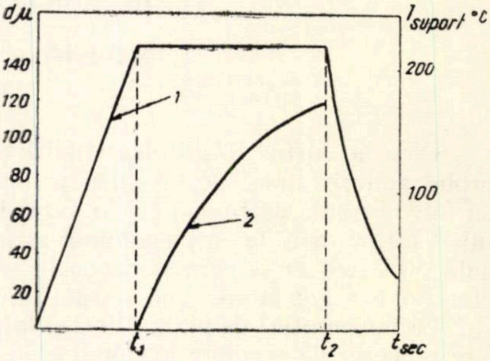

Fig. 3. — Curbă reprezentînd dinamica temperaturilor şi a grosimii cristalului: 1 — temperatura suportului; 2 — grosimea cristalului

O mare importanţă s-a dovedit a avea geometria eprubetei în care are loc topirea Se şi creşterea monocristalelor. În fig. 2 este reprezentată schema ultimului tip de epurbetă asupra căreia ne-am oprit ca fiind cea mai avantajoasă.

În balonul *B* se introduce Se iar în regiunile D_1 şi D_2 au fost introduse nişte dopuri poroase. Temperatura în balonul *B* a fost de (228 ± 1)°C iar în regiunea situată imediat deasupra dopului poros D_1 de (214 ± 3)°C,regiunea în care exista şi un gradient abrupt de temperatură, datorat poziţiei eprubetei în blocul de cupru. Diagrama din fig. 3 reprezintă regimul temperaturilor în timpul procesului de creştere a monocristalului. Momentul $t = 0$ corespunde începerii încălzirii cuptorului; la momentul t_1 temperaturile suportului de creştere şi a balonului *B* ating valorile necesare, corespunzătoare condiţiilor experimentale. La momentul t_2 încetează încălzirea cuptorului, deci creşterea monocristalelor şi temperatura suportului de creştere revine, într-un timp îndelungat, la valoarea iniţială corespunzătoare temperaturii camerei, În încercările noastre monocristale de Se hexagonal sub formă acciculară şi de benzi înguste, avînd un pronunţat luciu metalic, au crescut în regiunea situată deasupra dopului D_1; prezenţa dopului poros D_1 s-a dovedit foarte utilă

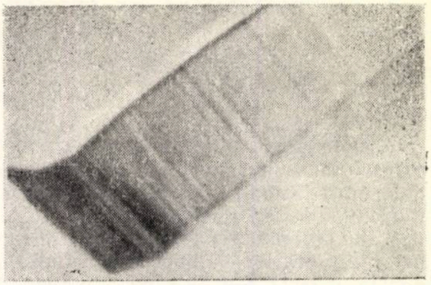

Fig. 4. — Fotografie a unui monocristal obţinut

deoarece, atunci cînd el a fost suprimat, monocristalele au crescut mult mai încet sau n-au crescut de loc.

Se ştie că datorită vitezei deosebit de lente de aranjare a atomilor de Se în reţeaua hexagonală una din condiţiile experimentale de lucru trebuie să fie realizarea unui flux slab de particole pe suprafaţa de creştere; se pare că dopul poros D_1 realizează în special această condiţie, permiţînd ridicarea temperaturii topiturii, fapt ce are drept urmare şi o creştere a numărului de molecule ciclice ce se transformă în lanţuri atomice deschise. Au fost utilizate eprubete vidate şi tăiate de pe instalaţia de vidare la diverse presiuni, variind între 6×10^{-6} tori şi 2×10^{-4} torri. Nu am constatat vreo influenţă sensibilă a valorii presiunii din eprubetă asupra vitezei de creştere a mococritalelor în limitele amintite.

În decursul a 2 săptămîni am putut obţine monocristale de dimensiunile $8 \times 2 \times 0{,}1$ mm; privite la microscopul metalografic se putea observa clar direcţia axei c. În fig. 4 este reprezentată fotografia unui monocristal pelicular foarte subţire. Pe această fotografie se pot observa clar liniile paralele observate şi cu ajutorul microscopului metalografic, şi care indică direcţia axei c.

În încheiere ţinem să aducem mulţumirile noastre prof. Giuşcă D. pentru ajutorul acordat la analiza monocristalului obţinut cît şi în obţinerea fotografiei de mai sus.

BIBLIOGRAFIE

1. Brown F. C.: Phys. Rev. 4, 85. (1914).
2. Nesledov D. N. Kozîrev P. T.: J.T.F. 24 2124 (1954).
3. Gobrecht H., Taused A.: Z. fur Physik 161. 205. (1961).
4. Kozîrev P T.: J.T.F. 18, 3 (1958).

РОСТ НЕКОТОРЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ГЕКСАГОНАЛЬНОГО СЕЛЕНА, ПУТЕМ МЕДЛЕННОЙ СУБЛИМАЦИИ

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

В настоящей работе описывается простой метод роста монокристаллов гексагонального селена при медленной сублимации из газовой фазы. Экспериментальным способом доказано, что есть возможность отказаться от термостата с нафталином, коротый причиняет некоторые затруднения, пользуясь массивным блоком меди с большой термической инерцией.

Указывается также, что уменьшение потока атомов, налетающих на поверхность осаждения, с использованием пористых пробок, даёт хорошие результаты. Монокристаллы размерами в 8 × 2 × 0,1 мм. были получены в течение двухнедельного срока.

ACCROISSEMENT DE CERTAINS MONOCRISTAUX DE Se HEXAGONAL PAR SUBLIMATION LENTE

RÉSUMÉ

Description d'une méthode simple d'accroissement de monocristaux de ce hexagonal par sublimation lente de la phase pazeuuse. On a renoncé au thérmostate avec naphtaline, qui aurait introduit des difficultées supplémentaires, en utilisant la grande inertie thermique d'un bloc massif de cuivre.

Le décroissement du flux des atomes, incident sur la surface de déposition, a été réalisé par l'introduction de bouchons poreux, qui ont donné de bons résultats. Dans un intervalle d'environ deux semaines on a obtenu des monocristaux de 8 × 2 × 0,1 mm.

O NOUĂ METODĂ PENTRU DETERMINAREA SUSCEPTIBILITĂȚII MAGNETICE

MIHAIL B. PASCU

Pentru determinarea susceptibilității magnetice s-au imaginat și realizat o serie de metode și anume: metoda directă (magnetometru, teodolit, variometru magnetic vertical), metoda balistică, metoda electrică, metoda balanței de inducție, etc, care au suferit transformări și completări, făcute cu scopul de a da rezultate din ce în ce mai bune, mai corecte. Toate aceste dispozitive prezintă o sensibilitate, care variază cu felul metodelor.

Prin realizarea unui nou dispozitiv, s-au obținut următoarele caracteristici esențiale: — proba din roca respectivă, care trebuie cercetată, nu necesită o cîntărire înainte de a fi introdusă în dispozitiv, sau de a stabili volumul său. Ea trebuie să aibă însă o formă cilindrică sau paralelipipedică. Sensibilitatea aparatului se poate mări destul de mult, fără a influența măsurătorile.

Noua metodă, a cărei parte teoretică o expunem la început, are de asemenea și alte caracteristici, pe care le vom arăta mai departe.

Principiul metodei. Această metodă se bazează pe echilibrarea forței ce se exercită între o probă feromagnetică situată într-un cîmp neuniform cunoscut și cîmp, cu un cuplu produs de o pereche de fire fără torsiune (de exemplu fire de mătase). Forța are o componentă orizontală. De fire este suspendată o pîrghie (3) (Fig. 1) cu brațele egale, la capetele căreia sînt așezate cele două probe cilindrice sau prismatice. Probele se găsesc pe axele magnetice a două bobine (4), (5), care produc cîmpul magnetic în care se găsesc. Ambele bobine sînt simetric așezate față de axa 00^1; care este axul de rotație al sistemului. Distanța celor două fire de mătase, față de axul 00_1; se păstrează riguros exact pe toată lungimea lor. La partea superioară, firele sînt fixate pe discul (6), care se poate roti după voie, într-un sens sau altul. Pe disc se găsește o oglindă solidar legată de el, care se va roti cu discul. O rază de lumină, care vine dela sursa S, cade pe oglindă (7), se reflectă și ajunge pe scala (8) divizată, fie în grade, fie direct (prin etalonare) în unități de susceptibilitate. Pentru etalonare se aleg substanțe chimic pure, a căror susceptibilitate magnetică este perfect cunoscută.

Teoria cuplului. Presupunem distanța între cele două fire egală cu 2a, lungimea unui fir fiind *b*. În desen (fig. 2) AC și A_1 C_1; sînt cele două fire de care se suspendă bara CC_1 de lungime fixă. La partea superioară, cele două fire sînt fixate de disc în punctele $AA_1 = 2a = C_1C$. Dacă intervenim cu un cuplu din afară, sistemul va fi scos din poziţia de echilibru, poziţie ce corespunde cu poziţia AE şi A_1E_1 a firelor şi presupunînd că de bara CC_1 în punctul 0, este suspendată o greutate; aceste două cupluri vor fi egale.

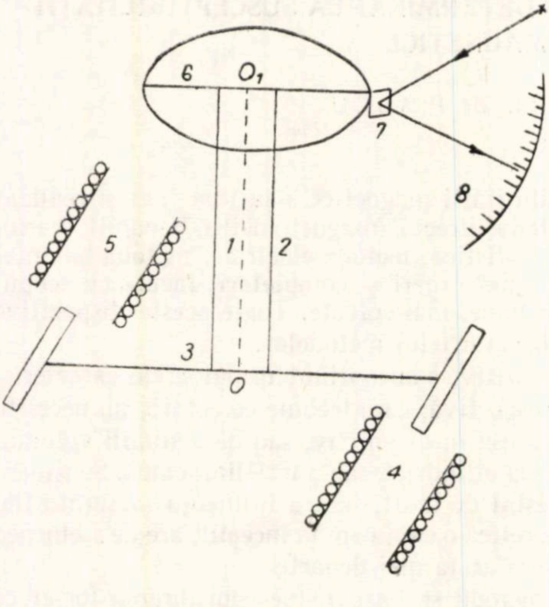

Fig. 1

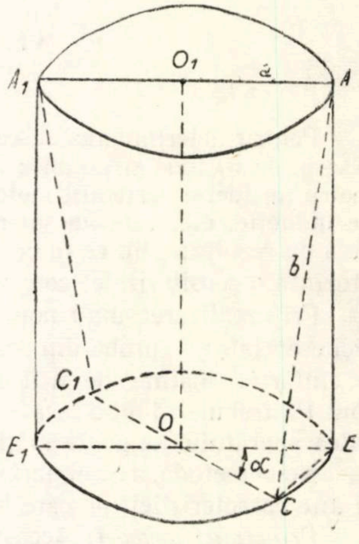

Fig. 2

Pentru evaluarea cuplului, ne vom folosi de triunghiul AEC (fig. 3), format de poziţia iniţială a firului, poziţia finală a firului şi coarda CE, din cercul de bază. Acest triunghi se găseşte într-un plan vertical. Presupunem că forţa care revine pe fiecare fir, datorită probelor care se suspendă de bara EE_1 în 0, este egală cu $\vec{G}$. Forţa $\vec{G}$ fiind verticală, va fi conţinută şi ea în planul triunghiului AEC. Se va descompune în două componente: $\vec{F}_1$ după direcţia coardei EC şi $\vec{F}'_1$, după direcţia AC (prelungirea firului). Notăm unghiul $ACE = \beta$. Din figură se vede că: $\frac{F_1}{G} = \operatorname{cotg} \beta$. de unde $F_1 = G, \operatorname{cotg} \beta$.

Din triunghiul AEC, $\operatorname{cotg} \beta = \frac{EC}{AE} = \frac{EC}{\sqrt{\bar{b}^2 - \overline{EC}^2}}$

Pe de altă parte, EC este o coardă în cercul de la bază, care are raza $r = a$.
Din figura 4 se vede că: $\frac{EC}{2} = a.\ \sin \frac{\alpha}{2}$.

sau

$$EC = 2a \sin \frac{\alpha}{2}$$

Introducînd această valoare în expresia cotangentei de mai sus, vom obţine:

$$\operatorname{cotg} \beta = \frac{2a \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{b^2 - 4a^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}$$

Atunci

$$F_1 = G \cdot \frac{2a \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{b^2 - 4a^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}$$

Pentru a determina cuplul, trebuie să determinăm neapărat forţa care este perpendiculară pe baza CC_1, adică este tangentă la cercul bazei de jos. Pentru aceasta, descompunem componenta F_1 în planul bazei în două componente: F după direcţia perpendiculară pe CC_1 şi F′ după direcţia *OC*. Componenta *F′* va fi anihilată de rezistenţa barei CC_1 şi nu ne interesează. Componenta *F*, care produce cuplul, va fi dată de relaţia: $F = F_1, \cos \frac{\alpha}{2}$,

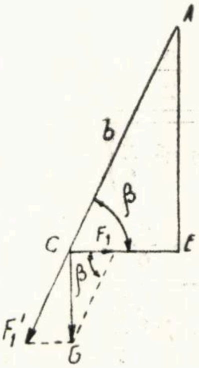

Fig. 3

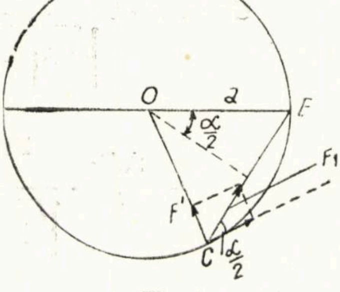

Fig. 4

$$\frac{F}{F_1} = \cos \frac{\alpha}{2}$$

Introducînd valoarea mai sus găsită a lui F_1, obţinem:

$$F = 2Ga \frac{\cos \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{b^2 - 4a^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}$$

Teoria făcută se referă la un singur fir de suspensie al sistemului. Pentru a afla valoarea cuplului este uşor de dedus că, făcînd acelaşi raţionament, găsim aceeaşi forţă şi pentru celălalt fir. Aceste două forţe fiind egale şi de sensuri opuse, vor produce un cuplu. Pentru a găsi cuplul, trebue să înmulţim forţa cu braţul şi să dublăm rezultatul, adică:

$$C = 2a \cdot F = 2a \cdot 2Ga. \frac{\cos \frac{\alpha}{2} \cdot \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{b^2 - 4a^2 \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}$$

Presupunînd toate mărimile care se referă la construcţia aparatului (a, b) constate, vom avea:

$$C = 4a^2 \cdot G \frac{\cos \frac{\alpha}{2} \cdot \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{b^2 - 4a^2 \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} = f(\alpha)$$

Să transformăm puţin această expresie:

$$C = 2a^2 \cdot G \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{b^2 \left(1 - \frac{4a^2}{b^2} \sin^2 \frac{\alpha}{2}\right)}}$$

$$= \frac{2a^2G}{b} \cdot \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - \frac{4a^2}{b^2} \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}$$

Din trigonometrie se ştie că:

$$2 \sin \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\alpha}{2} = \sin \alpha \text{ şi } \sin a \sin b = \frac{1}{2} [\cos (a - b) - \cos (a + b)]$$

şi ca urmare:

$$\sin^2 \frac{\alpha}{2} = \sin \frac{\alpha}{2} \cdot \sin \frac{\alpha}{2} = \frac{1}{2} \left[\cos 0 - \cos \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\alpha}{2}\right)\right] = \frac{1}{2} (1 - \cos \alpha).$$

Introducînd în formula cuplului, vom avea:

$$C = \frac{2a^2 G}{b} \frac{\sin\alpha}{\sqrt{1 - \frac{4a^2}{b^2} \cdot \frac{1}{2}(1-\cos\alpha)}} \qquad (1)$$

sau:

$$C = \frac{2a^2 G}{b} \frac{\sin\alpha}{\sqrt{1 - \frac{2a^2}{b^2}(1-\cos\alpha)}}$$

Pentru dispozitivul pe care doresc să-l realizez, am ales ca sensibilătatea să fie de ordinul 10^{-8} unităţi de susceptibilitate pe grad, pentru *a* şi *b* (respectiv distanţa între fire şi lungimea lor), următoarele valori: a = 1 mm; b = 2m = 2 000 mm. Ca urmare, aceasta duce la o valoare pentru mărimea $\frac{2a^2}{b^2} = 5.10^{-7}$.

Luînd în considerare că paranteza (1 — cosα) nu poate depăşi valoarea 1, pentru α suficient de mic, atunci putem aproxima valoarea de sub radical cu 1 şi ca atare:

$$C = \frac{2a^2 G}{b} \cdot \sin\alpha \qquad (2)$$

Acest cuplu va echilibra cuplul datorit atracţiei celor două probe în cîmpurile celor două bobine.

În figura (5) de mai jos, se vede aşezarea probelor şi bobinelor în planul orizontal.

PP$_1$ reprezintă bara rezistentă, la capetele căreia se suspendă cele două probe identice. Axa de rotaţie a sistemului este perpendiculară pe planul figurii şi trecînd prin *O*. Din *C* şi *C*$_1$ sînt prinse capetele de jos ale firelor de suspensie.

Figură arată sistemul în echilibru, cînd prin bobine nu circulă curentul.

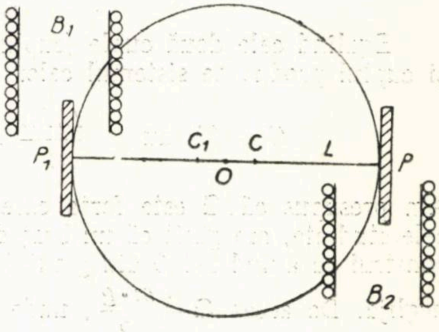

Fig. 5

După cum se ştie, forţa care acţionează asupra unui corp de susceptibilitate de volum H_v, avînd o formă de cilindru sau paralelipiped, situat într-un cîmp neuniform este:

$$F = H_v \cdot S \cdot \frac{1}{2}(H_2^2 - H_1^2),$$

formulă care s-a obţinut în ipoteza că gradientul cîmpului neuniform este constant (se poate considera constant) în volumul ocupat de corp. În formulă intră secţiunea probei (S) şi patratul intensităţilor cîmpului la cele două capetele ale corpului. Corpul are o astfel de lungime, încît să fie valabilă presupunerea făcută. Pentru aceasta, raportul între lungime şi diametru nu trebuie să fie mai mic decît 4. Această condiţie se va putea satisface, după cum vom vedea mai tîrziu.

Să trecem dela susceptibilitatea raportată la unitatea de volum (H_v) la susceptibilitatea raportată la unitatea de masă (H). După cum se ştie: $H = \frac{H_v}{D}$, unde D este densitatea probei. Substituind $D = \frac{m}{v}$ avem $H =$

$$= \frac{H_v}{\frac{m}{v}} = \frac{H_v \cdot V}{m}, \text{ de unde rezultă: } H_v = \frac{H \cdot m}{v}$$

Introducînd această valoare a lui H_v în expresia forţei F, obţinem:

$$F = \frac{Hm}{v} \cdot \frac{S}{2} (H_2^2 - H_1^2).$$

Înlocuind $v = S \cdot l$, (proba fiind cilindrică) unde l este lungimea probei, vom avea:

$$F = \frac{Hm}{S \cdot l} \cdot \frac{S}{2} (H^2{}_2 - H^2{}_1) = \frac{Hm}{2l} (H_2^2 - H_1^2) \cdot$$

Presupunînd că lungimea braţului de care este suspendată proba este L, atunci valoarea cuplului dat de cele două forţe, va fi:

$$C' = 2\, L \frac{Hm}{2l} (H_2^2 - H_1^2) = \frac{LHm}{l} (H_2^2 - H_1^2).$$

Egalînd cele două cuple (cuplul datorit forţelor de atracţie între probe şi cuplul produs de sistemul celor două fire), vom avea:

$$C = C' \text{ sau: } \quad \frac{LHm}{l} (H_2^2 - H_1^2) = \frac{2a^2 \cdot G}{b} \cdot \sin \alpha.$$

Am presupus că G este forţa care acţionează asupra unui singur fir. Din cele studiate, am găsit că un braţ de suspensie a celor două probe, se poate construi ca avînd 3/100 din greutatea celor două probe, astfel că el se poate neglija. De aceea $G = \frac{m \cdot g}{2}$, unde m este masa celor două probe, iar g este acceleraţia gravitaţională. Introducînd în ecuaţia de mai sus, vom obţine:

$$\frac{LHm}{l} (H_2^2 - H_1^2) = \frac{2a^2 \frac{mg}{2}}{b} \sin \alpha = \frac{a^2 m g}{b} \sin \alpha$$

Rezolvînd în raport cu H, vom obţine:

$$H = \frac{a^2\, lgm}{bL(H_2^2 - H_1^2)m} \sin \alpha$$

deci

$$H = \frac{a^2 \cdot l \cdot g}{b \cdot L(H_2^2 - H_1^2)} \cdot \sin\alpha.$$

Aceasta este formula finală pentru aflarea susceptibilităţii magnetice raportată la unitatea de masă (H), în care:

a este distanţa între cele două fire; *b* — lungimea unui fir; l — lungimea probei; L — lungimea braţului care susţine proba; H_2 şu H_1 — intensitatea cîmpului la capetele probei; α — unghiul cu care este deviat sistemul.

Pentru ca sistemul celor două probe să nu influenţeze măsurarea, datorită faptului că probele se vor mişca în cîmpurile magnetice ale celor două bobine, se face în aşa fel, încît ele (probele) rămîn fixe, iar echilibrul se realizează prin rotirea discului de sus al dispozitivului, întrebuinţînd astfel metoda de „0". Astfel partea de jos a sistemului rămîne în poziţia fixă şi deci diferenţa (H_2^2 — H_1^2) va rămîne constantă în timpul determinărilor.

După cum se vede, în formula de mai sus a susceptibilităţii magnetice *H*, nu intră nici masa probei şi nici volumul său.

Stabilind lungimea probei (indiferent dacă avem materiale diferite) şi cunoscînd mărimile care intră în formulă, putem grada scala aparatului direct în unităţi de susceptibilitate magnetică, raportată la unitatea de masă. Aceasta se face ţinînd seama că la rotirea dispozitivului cu un unghi α, spotul luminos va indica $2\alpha = S$.

Făcînd deci înlocuirea în expresia lui H, vom găsi:

$$H = \frac{a^2 \cdot l \cdot g}{b \cdot L \cdot (H_2^2 - H_1^2)} \sin\frac{S}{2}$$

Deci vom avea corespondenţă între valorile lui H şi S. Astfel: pentru S_1 ...... H_1; S_2 ..... H_2; ....; S_n...........; H_n.

De aici se vede că scala poate fi calculată direct în unităţi de susceptibilitate magnetică raportată la unitatea de masă.

Sensibilitatea aparatului. Am presupus ca valorile constantelor aparatului să fie următoarele: $l = 5$ cm; $a = 1$ mm $= 0{,}1$ cm; $b = 2$ m $= 2 \cdot 10^3$ mm $= 2 \cdot 10^2$cm. $L = 40$ cm; $H^2_2 - H^2_1 = 10^3$ Oerstedt; $g = 10^3$ cm/sec^2. Înlocuind, obţinem:

$$H = \frac{0{,}01 \cdot 5 \cdot 10^3}{2 \cdot 10^2 \cdot 40 \cdot 10^3} \cdot \sin\frac{S}{2} = \frac{0{,}05}{8 \cdot 10^3} \cdot \sin\frac{S}{2} = 6{,}25 \cdot 10^{-6} \cdot \sin\frac{S}{2}$$

Să facem o etalonare a scalei pentru diferite valori ale lui S (S fiind unghiul indicat de spotul luminos).

În tabelul care urmează, dăm valoarea susceptibilităţii magnetice în unităţi C.G.S., calculată pentru două valori ale distanţei *a* şi anume:

cazul I cînd $a = 1$ mm $= 0{,}1$ cm;

cazul II cînd $a = 0{,}05$ mm $= 0{,}005$ cm.

Privind valorile găsite, rezultă că se poate varia sensibilitatea aparatului. Există două posibilităţi de reglare a sensibilităţii aparatului şi anume: variind intensitatea curentului electric în bobină şi în al doilea rînd, variind distanţa *a* dintre cele două fire.

TABEL DE ETALONARE A SCALEI

S în gr	$\frac{S}{2}$	$\sin \frac{S}{2}$	H în unităţi C.G.S. Pentru a = 0,1 cm $\left(H = 6{,}25.10^{-6} \sin \frac{S}{2}\right)$	H în unităţi C.G.S. Pentru a = 0,005 cm $\left(H = 1{,}56.10^{-8} \sin \frac{S}{2}\right)$
1^0	$30'$	0,00873	0,05.10^{-6}	0,014.10^{-8}
2^0	1^0	0,01745	0,11.10^{-6}	0,027.10^{-8}
3^0	$1^030'$	0,02618	0,16.10^{-6}	0,04.10^{-8}
4^0	2^0	0,03490	0,22.10^{-6}	0,05.10^{-8}
5^0	$2^030'$	0,04362	0,27.10^{-6}	0,068.10^{-8}
6^0	3^0	0,05234	0,32.10^{-6}	0,081.10^{-8}
7^0	$3^030'$	0,06105	0,38.10^{-6}	0,095.10^{-8}
8^0	4^0	0,06976	0,44.10^{-6}	0,11 .10^{-8}
9^0	$4^030'$	0,07846	0,49.10^{-6}	0,12.10^{-8}
10^0	5^0	0,08716	0,54.10^{-6}	0,135.10^{-8}
11^0	$5^030'$	0,09585	0,6 .10^{-6}	0,15 .10^{-8}
12^0	6^0	0,10453	0,65.10^{-6}	0,16 .10^{-8}
13^0	$6^030'$	0,11320	0,70.10^{-6}	0,176.10^{-8}
14^0	7^0	0,12187	0,76.10^{-6}	0,19 .10^{-8}
15^0	$7^030'$	0,13053	0,81.10^{-6}	0,2 .10^{-8}
16^0	8^0	0,13917	0,86.10^{-6}	0,22 .10^{-8}
17^0	$8^030'$	0,14781	0,92.10^{-6}	0,23 .10^{-8}
18^0	9^0	0,15643	0,98.10^{-6}	0,24 .10^{-8}
19^0	$9^030'$	0,16505	1,03.10^{-6}	0,257.10^{-8}
20^0	10^0	0,17365	1,08.10^{-6}	0,27 .10^{-8}
21^0	$10^030'$	0,18224	1,13.10^{-6}	0,28 .10^{-8}
22^0	11^0	0,19081	1,19.10^{-6}	0,297.10^{-8}
23^0	$11^030'$	0,19937	1,24.10^{-6}	0,31 .10^{-8}
24^0	12^0	0,20791	1,3 .10^{-6}	0,32 .10^{-8}
25^0	$12^030'$	0,21644	1,35.10^{-6}	0,337.10^{-8}
26^0	13^0	0,22495	1,4 .10^{-6}	0,35 .10^{-8}
27^0	$13^030'$	0,23345	1,45.10^{-6}	0,36 .10^{-8}
28^0	14^0	0,24192	1,51.10^{-6}	0,377.10^{-8}
29^0	$14^030'$	0,25038	1,56.10^{-6}	0,39.10^{-8}
30^0	15^0	0,25882	1,61.10^{-6}	0,40 .10^{-8}
31^0	$15^030'$	0,26724	1,67.10^{-6}	0,416.10^{-8}
32^0	16^0	0,27564	1,72.10^{-6}	0,43 .10^{-8}
33^0	$16^030'$	0,28402	1,77.10^{-6}	0,44 .10^{-8}
34^0	17^0	0,29237	1,83.10^{-6}	0,456.10^{-8}
35^0	$17^030'$	0,30071	1,88.10^{-6}	0,469.10^{-8}
36^0	18^0	0,30902	1,92.10^{-6}	0,48 .10^{-8}
37^0	$18^030'$	0,31730	1,98.10^{-6}	0,49 .10^{-8}
38^0	19^0	0,32557	2,03.10^{-6}	0,507.10^{-8}
39^0	$19^030'$	0,33381	2,08.10^{-6}	0,52 .10^{-8}
40^0	20^0	0,34202	2,14.10^{-6}	0,53 .10^{-8}

Pentru măsurătorile relative, metoda se poate folosi cînd distanța a este destul de mică, etalonarea făcîndu-se cu probe a căror susceptibilitate este cunoscută.

În cazul unei probe cunoscute, vom avea:

$$H_0 = \frac{a^2 \cdot l \cdot g}{b \cdot L \cdot (H_2^2 - H_1^2)} \sin\frac{S_0}{2}$$

În cazul unei probe necunoscute, vom avea:

$$X = \frac{a^2 \cdot l \cdot g}{b \cdot L \cdot (H_2^2 - H_1^2)} \sin\frac{S}{2}$$

Făcînd raportul, lor vom găsi:

$$\frac{H}{H_0} = \frac{\sin\frac{S}{2}}{\sin\frac{S_0}{2}} \quad \text{sau} \quad H = H_0 \; \frac{\sin\frac{S}{2}}{\sin\frac{S_0}{2}}$$

НОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

С осуществлением нового опытного прибора получены некоторые свойства отличающие его от других, а именно: не является необходимостью взвешивать и устанавливать заранее объём образца данной породы, подлежащей исследованию, всё же образец должен иметь форму цилиндра или параллелепипеда.

Чувствительность прибора можно значительно повысить, так что может быть установлена магнитная воспримчивость некоторых тел с весьма незначительным содержанием соединений железа. Что касается осадочных пород, были получены очень хорошие результаты.

UNE NOUVELLE METHODE POUR LA DÉTERMINATION DE LA SUSCEPTIBILITE MAGNÉTIQUE

RÉSUMÉ

Grâce à la réalistion d'un nouveau dispositif expérimental, ou a obtenu une serie de propriétés qui le differencient de celles déjà existentes. Ainsi, l'échantillon de la roche respective, faisant l'objet des recherches, ne nécessité pas un presage au préalable de même que l'établissement de son volume. Toutefois il doit avoir une forme cylindrique ou bien parallélépipede.

La sensibilité de l'appareil peut être augmentée d'une façon assez considérable de sorte qu'il possible de déterminer la susceptibilité magnétique de certaines corps présentant une teneur très faible en composés ferriqués. On a obtenu de très bons résultats pour les roches sédimentaires

Redactor: ŞTEFANIA BARBU
Tehnoredactor: MIHAIL GEORGESCU

Analele Universităţii Bucureşti
Seria ŞTIINŢELE NATURII
FIZICĂ
Anul XIV — 1965

ORSZÁGOS MŰSZAKI KÖNYVTÁR ÉS DOKUMENTÁCIÓS KÖZPONT
1883

1966 OKT -

40.555

Lei 8